ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

2171

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème cycle

PAR

Monsieur FABBRO Bernard

Sujet : Mesure de la polarisation du noyau intermédiaire $^{20}Ne^*$ dans la réaction séquentielle : $^{16}O(^{16}O, ^{12}C)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O$.

Soutenue le 7 / 12 / 1976 **devant la Commission d'examen**

MM. SERGOLLE Président.

DA SILVEIRA
MARTY
ROUSSEL
} Examinateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548109_0022

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

2171

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème cycle

PAR

Monsieur FABBRO Bernard

Sujet : Mesure de la polarisation du noyau intermédiaire $^{20}Ne^{*}$ dans la réaction séquentielle : $^{16}O(^{16}O, ^{12}C)^{20}Ne^{*} \rightarrow \alpha + ^{16}O$.

Soutenue le 7 / 12/ 1976 **devant la Commission d'examen**

MM. SERGOLLE — **Président.**

DA SILVEIRA
MARTY
ROUSSEL — Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

– A mes parents –

– REMERCIEMENTS –

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à tous ceux sans lesquels je n'aurais pu réaliser ce travail :

– Madame MARTY et Monsieur RIOU qui m'ont accueilli à l'Institut, au sein de la division de physique nucléaire.

– Monsieur Pierre ROUSSEL qui m'a guidé avec compréhension et bienveillance, pour son aide et pour l'attention qu'il a toujours accordé à mon travail.

– Madame Françoise POUGHEON qui, avec une grande disponibilité, m'a également apporté une aide précieuse et efficace.

– Madame Monique BERNAS, et Messieurs François NAULIN, Eric PLAGNOL et Georges ROTBARD avec qui, j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler, dans une ambiance très sympathique.

– Monsieur MARTY qui m'a apporté une aide précieuse et dont les conseils ont été essentiels pour l'élaboration définitive de la partie théorique.

– Monsieur SERGOLLE, qui a accepté de présider le jury de cette thèse.

– Monsieur Da SILVEIRA, membre du jury, pour son aide critique dans ce travail.

– Madame BENOIST-GUEUTAL, Mademoiselle L'HUILLIER et Messieurs BERNAS, DOUBRE et NGUYEN VAN GIAI pour les échanges fructueux que nous avons eus.

– Monsieur STAB pour l'aide et les explications qu'il a bien voulu me donner.

– Les responsables, les conducteurs et les techniciens de l'accélérateur Tandem, les techniciens du Service des Cibles, ainsi que Mademoiselle CONVENANCE et Messieurs ARTIGES, COHEN et RICHARD du Service d'Electronique Physique et Monsieur BARTOL du Service technique de la division de physique nucléaire, sans lesquels ce travail n'aurait pu être mené à bien.

– Tous les membres de l'équipe d'Ariel et plus spécialement Messieurs AUGUSTE, BRUN, JORY et PICARD qui m'ont directement conseillé lors du dépouillement informatique de l'expérience.

– Mesdames BLANCHET, GIRARD, KWASNIOCOSKY, LOUVEAUX, LUNEAU et VERGNES de la Bibliothèque et de son service de reproduction.

– Mesdemoiselles PARÉ, BOULANT et LETERRIER, Mesdames BONNEAU, FOURNIER, THEVENEY et TURLAN et Messieurs BRIEUGNE et GRISAUD qui ont assuré la réalisation matérielle de ce mémoire.

Qu'ils soient tous sincèrement remerciés !

– SOMMAIRE –

INTRODUCTION 1

I – MECANISME DE REACTION, POLARISATION ET CORRÉLATION ANGULAIRE : ASPECT THEORIQUE 3

A – Etude expérimentale d'une réaction nucléaire à deux corps : paramètres accessibles et problèmes soulevés 5
A-1 – Mécanisme de réaction et section efficace 5
A-2 – Cas particulier $s_1 = s_2 = s_3 = 0$; $s_4 \neq 0$. Polarisation du noyau N_4* et amplitudes de réaction 9

B – Mesure de la polarisation du noyau N_4* dans le cas : $s_1 = s_2 = s_3 = 0$; $s_4 \neq 0$ 14
B-1 – Principe d'une expérience pouvant conduire à la mesure indirecte des p_m^j. Corrélation angulaire 14
B-2 – Calcul de $W_{E_4}^j(\theta, \phi)$ en fonction des p_m^j 16
B-3 – Propriétés de symétrie de $W_{E_4}^j(\theta, \phi)$. Théorème de Bohr et conséquences 23

RÉSUMÉ DE LA PREMIERE PARTIE 27

II – MÉTHODE EXPÉRIMENTALE 29

Introduction 31
A – Généralité 32
B – Étude cinématique 34
B-1 – Réaction principale 35
B-2 – Désexcitation du ^{20}Ne* 39
C – Le dispositif expérimental 42
C-1 – Le dispositif de détection 42
C-2 – L'électronique et l'acquisition des données 56

III – TRAITEMENT DES DONNÉES 67

Introduction 70
A – Le traitement des données primaires 71
A-1 – Introduction - But du traitement 71
A-2 – Structure des enregistrements 71
A-3 – Tri des événements et écriture sur disque 72
A-4 – Le traitement à partir des données triées 80
B – L'obtention de la fonction de corrélation sous forme d'histogrammes 88
B-1 – Introduction - Cas simple et non simple 88
B-2 – Principe de la méthode pour obtenir les histogrammes dans le cas simple 89
B-3 – Problèmes supplémentaires dans le cas non simple 98
B-4 – Réalisation de l'histogramme sur un intervalle de 2π 100

IV – RÉSULTATS ET ANALYSE 103

A – Introduction - Choix des valeurs de Θ_3^{lab} et de T 105
B – Résultats 108
B-1 – Spectres Bp, distributions angulaires - Fonction d'excitation 108
B-2 – Les fonctions de corrélation 113
B-3 – Recherche des distributions des p_m^j - Premiers résultats 121

C – Analyse 123
C-1 – Introduction 123
C-2 – Étude de quelques cas simples de mécanisme - Lien avec les p^i_m et $W^i_{E_4}(\theta, \emptyset)$ 123
C-3 – Comparaison avec les résultats 132

CONCLUSION 137

APPENDICES 139
A – Théorème de Bohr 141
B – La cage de Faraday et le moniteur 145
C – Jonctions à localisation 149

RÉFÉRENCES 153

INTRODUCTION

L'étude expérimentale des réactions entre ions lourds constitue un domaine important de la recherche en physique nucléaire : tout en étant un moyen de mieux connaître la façon dont interagissent les noyaux, elle reste également une méthode d'exploration des forces et des structures nucléaires, constituant de ce point de vue un prolongement des expériences en ions légers. Parmi les réactions nucléaires, celles qui procèdent par transfert de plusieurs nucléons occupent une place importante. Dans de telles réactions, l'étude d'un même transfert pour différentes voies d'entrée permet d'évaluer l'influence des conditions cinématiques et des structures des noyaux sur le mécanisme de réaction. Les expériences sur les réactions de transfert connaissent un essor important lié aux progrès dans le domaine des accélérateurs, des sources d'ions et des techniques de détection. Pourtant, ces réactions sont encore assez mal comprises et cela tient à la difficulté de mesurer les nombreuses grandeurs physiques qui les caractérisent.

En effet, pour une réaction à deux corps, toute l'information est contenue dans la matrice de diffusion (matrice $\mathcal{S}$). Pour une direction d'observation $\hat{k}$ donnée, les grandeurs accessibles par l'expérience sont les amplitudes de réaction (Réf. 1) : $q(\hat{k})$ qui dépendent de la matrice $\mathcal{S}$ et dont les propriétés reflètent donc celles du mécanisme de la réaction. (l'information est cependant très réduite si $\hat{k}$ est confondu avec la direction incidente - Réf. 20 et 21). Cependant, la mesure de ces amplitudes exige en général la production de faisceaux et de cibles polarisés et l'utilisation de détecteurs sensibles à la polarisation (Réf. 2). Cela soulève des problèmes techniques non maîtrisés et c'est pourquoi la seule mesure effectuée dans la plupart des cas est celle de la section efficace qui donne une information très partielle sur le mécanisme. On mesure aussi, mais plus rarement, la corrélation angulaire (N_3,x) ou (N_3,N_6) dans les réactions séquentielles du type : $N_2(N_1,N_3)N_4^* \rightarrow x + N_6$ mais cette mesure ne donne également qu'une information incomplète sur la réaction dans le cas général. Il existe pourtant une situation où la mesure de corrélation (jointe à celle de la section efficace) permet de déterminer les amplitudes : celle où tous les spins dans la réaction séquentielle sont nuls sauf celui du noyau résiduel N_4^*. Avec ces amplitudes, on dispose alors d'une information détaillée sur le mécanisme.

Nous avons entrepris, auprès de l'accélérateur Tandem Van Graaff d'Orsay l'étude de la réaction : $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*} \rightarrow \alpha + ^{16}O$ pour laquelle on peut déterminer toutes les amplitudes de réaction et ce mémoire est consacré à ce travail.

Dans la première partie, on aborde les problèmes théoriques soulevés par ce type d'expérience. La deuxième partie est consacrée à la méthode expérimentale. Le traitement des données est exposé dans la troisième partie et les résultats avec une interprétation à l'aide d'un modèle simple font l'objet de la quatrième partie.

— I —

MÉCANISME DE RÉACTION, POLARISATION ET CORRÉLATION ANGULAIRE : ASPECT THÉORIQUE

PLAN DE LA PREMIERE PARTIE

A - ETUDE EXPÉRIMENTALE D'UNE RÉACTION NUCLÉAIRE À DEUX CORPS : PARAMETRES ACCESSIBLES ET PROBLEMES SOULEVÉS.

A.1. Mécanisme de réaction et section efficace.

A.1.a. *Matrice $\mathcal{S}$ et amplitudes de réaction.*

A.1.b. *Amplitudes de réaction et section efficace.*

A.2. Cas particulier $\vec{s}_1 = \vec{s}_2 = \vec{s}_3 = 0$; $\vec{s}_4 \neq 0$. Polarisation du noyau N_4^* et amplitudes de réaction.

A.2.a. *Lien entre polarisation du noyau N_4^* et les amplitudes de réaction.*

A.2.b. *Cas où N_1 et N_2 sont identiques. Conséquences.*

B - MESURE DE LA POLARISATION DU NOYAU N_4^* DANS LE CAS $\vec{s}_1=\vec{s}_2=\vec{s}_3=0$; $\vec{s}_4\neq 0$.

B.1. Principe d'une expérience pouvant conduire à la mesure indirecte des p_m^j . Corrélation angulaire.

B.2. Calcul de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ en fonction des p_m^j .

B.3. Propriétés de symétrie de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$. Théorème de Bohr et conséquences.

RÉSUMÉ DE LA PREMIERE PARTIE

A - ETUDE EXPÉRIMENTALE D'UNE RÉACTION NUCLÉAIRE À DEUX CORPS : PARAMÈTRES ACCESSIBLES ET PROBLÈMES SOULEVÉS.

A.1. Mécanisme de réaction et section efficace.

A.1.a. *Matrice $\mathcal{S}$ et amplitudes de réaction.*

Considérons une réaction nucléaire du type :

$$N_2(N_1,N_3)N_4^*$$

la voie d'entrée (a) est caractérisée par la partition $[N_1,N_2]$ (N_1 projectile), les spins $\vec{s}_1$ et $\vec{s}_2$ des noyaux N_1 et N_2 et par leur moment orbital relatif $\vec{\ell}$. Le moment cinétique total est : $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{S}$, avec : $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ (spin de la voie). La quantité de mouvement relative est : $\hbar k_a$. De même, on définit la voie de sortie (a'), la partition $[N_3,N_4]$ et les grandeurs : $\vec{s}_3$, $\vec{s}_4$, $\vec{s}'$, $\vec{\ell}$, $\vec{J}' = \vec{J}$ et $\hbar k_{a'}$.

On se place dans un repère (O;X,Y,Z) lié au centre de masse du système ; on prend OZ comme axe de quantification. L'impulsion $\vec{p}_1$ du noyau N_1 (= impulsion relative initiale $\vec{p}_a = \hbar \vec{k}_a$) est repérée par les angles (Θ_a,Φ_a) et l'impulsion $\vec{p}_3$ de N_3 (= impulsion relative finale $\vec{p}_{a'} = \hbar \vec{k}_{a'}$) par les angles $(\Theta_{a'},\Phi_{a'})$ (Fig.I-1).

La réaction est décrite par l'opérateur de diffusion $\mathcal{S}$ dont les éléments de matrice sont liés aux amplitudes de réaction : $q^{a'S'm_{S'}}_{a\ S\ m_S}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})]$ par l'expression (on se place dans le formalisme des ondes stationnaires) :

$$q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})] = \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{m_J=-J}^{J} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} \sum_{\ell'=|J-S'|}^{J+S'} \sum_{m_\ell=-\ell}^{\ell} \sum_{m_{\ell'}=-\ell'}^{\ell'}$$

$$\times\ 2\pi i^{\ell-\ell'} \langle \ell\ S\ m_\ell\ m_S | J\ m_J\rangle \langle \ell'S'm_{\ell'}, m_{S'} | J\ m_J\rangle$$

$$\times \left(\delta_{aa'}\ \delta_{SS'}\ \delta_{\ell\ell'} - \mathbb{S}^J_{a\mathcal{S}\ell,a'S'\ell'}\right) Y^*_{\ell\ m_\ell}(\Theta_a,\Phi_a)\, Y_{\ell'\ m_{\ell'}}(\Theta_{a'},\Phi_{a'}) \qquad \text{(I-1)}$$

Lorsque $\vec{p}_a$ a même direction et même sens que l'axe de quantification OZ (Fig.I-1)'), on a $\Theta_a = 0$, Φ_a quelconque et en posant $(\Theta_{a'},\Phi_{a'}) = (\Theta,\Phi)$ [1], on obtient, à partir de (I-1), l'expression de l'amplitude $q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi) = q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}[(0,\Phi_a);(\Theta,\Phi)]$ donnée dans (Réf.1) :

$$q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi) = \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{m_J=-J}^{J} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} \sum_{\ell'=|J-S'|}^{J+S'} \sum_{m_{\ell'}=-\ell'}^{\ell'}$$

$$\times \sqrt{\pi(2\ell+1)}\ i^{\ell-\ell'} \langle \ell\ S\ 0\ m_S | J\ m_J\rangle \langle \ell'S'\ m_{\ell'}, m_{S'} | J\ m_J\rangle$$

$$\times \left(\delta_{aa'}\ \delta_{SS'}\ \delta_{\ell\ell'} - \mathbb{S}^J_{a\mathcal{S}\ell,a'S'\ell'}\right) Y_{\ell'\ m_{\ell'}}(\Theta,\Phi) \qquad \text{(I-1')}$$

Dans la suite, sauf précision contraire, on se placera dans le cas de la Fig.(I-1)'.

L'indice a (respectivement : a') contient tout ce qui caractérise la voie (a) (respectivement (a')) et qui n'est pas explicité dans les autres indices par exemple :

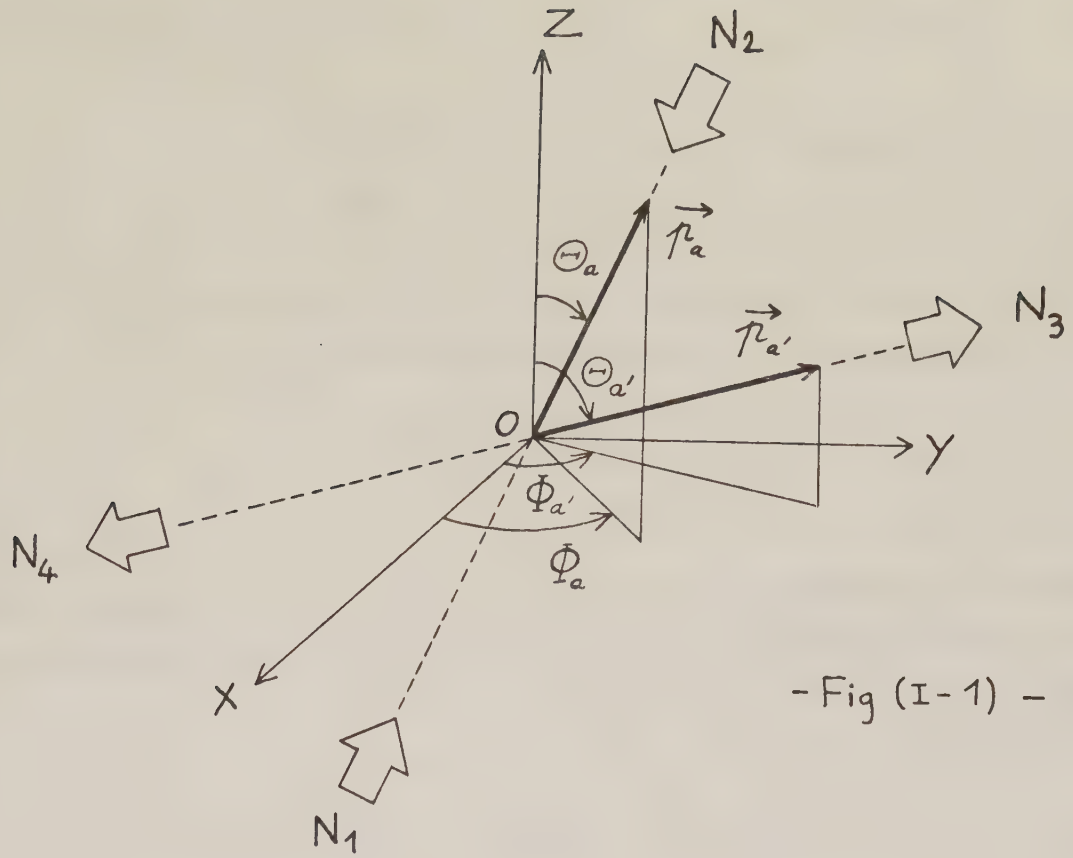
- nature et énergie interne des fragments

---

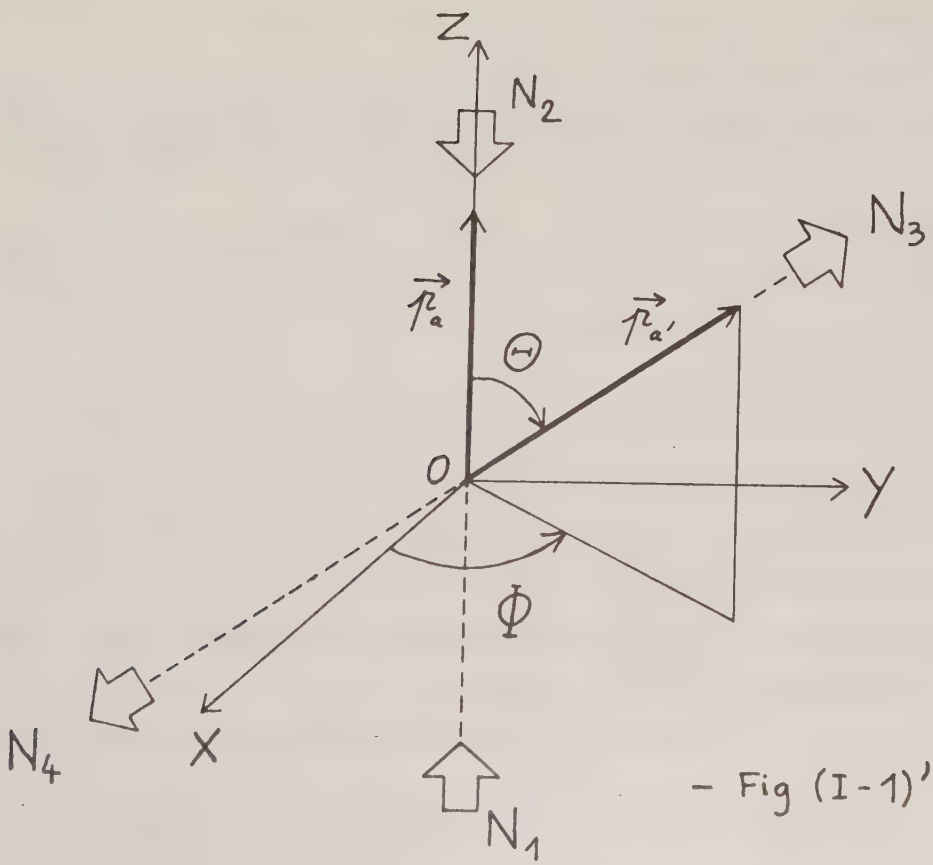
(1) *On précise ici une série de notations qui seront utilisées par la suite pour les mêmes angles :*

$$(\Theta_{a'},\Phi_{a'}) = (\Theta,\Phi) = (\Theta_3,\Phi_3)\ ;\ (\Theta_{a'},\Phi_{a'})_{lab} = (\Theta,\Phi)_{lab} = (\Theta_3^{lab},\Phi_3^{lab})$$

Lab → repère du laboratoire où N_2 est au repos.



- Fig (I-1) -



- Fig (I-1)' -

- Energie relative
- Parités intrinsèques
- Isospins,

etc...

La conservation de la parité s'exprime par :

$$\Pi_1\Pi_2(-)^{\ell} = \Pi_3\Pi_4(-)^{\ell'} \qquad (I\text{-}2)$$

Π_i étant la parité du noyau N_i ; $(-)^{\ell}$ et $(-)^{\ell'}$ sont les parités orbitales respectivement avant et après la réaction. Cela conduit à la règle de sélection :

$$(-)^{\ell-\ell'} = \Pi_1\,\Pi_2\,\Pi_3\,\Pi_4 \qquad (I\text{-}2)'$$

Toute l'information sur la réaction est contenue dans les éléments de la matrice $\mathcal{S}$; par les relations (I-1) et (I-1)' on voit qu'elle est aussi contenue dans les amplitudes de réaction. Ces dernières ont l'avantage d'être accessibles par une étude expérimentale dont on explicitera ultérieurement le principe dans un cas simple.

A.1.b. *Amplitudes de réaction et section efficace.*

Le nombre des amplitudes de réaction est égal au nombre de couples $(S,m_S\,;S',m_{S'})$ possibles, c'est-à-dire :

$$n = (2s_1+1)(2s_2+1)(2s_3+1)(2s_4+1) \qquad \text{nombres complexes}$$

Sauf dans certains cas où interviennent des règles de sélection et de symétrie particulières à la réaction étudiée, ces amplitudes sont deux à deux indépendantes.

Dans le cas général, il est en principe possible, par une étude expérimentale, de déterminer autant de paramètres qu'il est nécessaire pour reconstituer l'ensemble des amplitudes de réaction à une phase globale près (Réf.2). Mais pour cela, il faut disposer de faisceaux et de cibles polarisées, ainsi que de détecteurs sensibles à la polarisation (Réf.2). Dans la pratique, de telles expériences ne sont pas, en général, réalisables. Dans la plupart des cas, la seule mesure faite est celle de la section efficace de la réaction $d\sigma_{aa'}/d\Omega$. Elle est donnée en fonction des amplitudes de réaction par la

relation (1) :

$$d\sigma_{aa'}/d\Omega = k_a^{-2}(2s_1+1)^{-1}(2s_2+1)^{-1} \sum_{\substack{S,\, m_S \\ S',\, m_{S'}}} \left| q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi) \right|^2 \qquad (I\text{-}3)$$

$d\sigma_{aa'}/d\Omega$ est proportionnelle à la probabilité de détecter, dans un angle solide $d\Omega$, autour de la direction (Θ,Φ) un noyau N_3, quand on ne fixe pas S, m_S, et quand on ne mesure pas S' et $m_{S'}$. D'après l'expression (I-3), on voit que la mesure de $d\sigma_{aa'}/d\Omega$ ne peut nous donner qu'une information partielle sur la réaction, sauf dans le cas où tous les spins $\vec{s}_i$ sont nuls. Si $s_1 = s_2 = s_3 = s_4 = 0$, cette relation donne alors le module de l'amplitude unique $q_{a\,0\,0}^{a'00}(\Theta,\Phi)$, dont la phase est arbitraire.

Dans tout autre cas que $s_i = 0$ pour tous les noyaux N_i, il faut donc mesurer d'autres grandeurs pour déterminer les amplitudes de réaction. On va montrer (§A-2) que dans le cas où un seul des spins (dans la voie finale) est non nul ($\vec{s}_1 = \vec{s}_2 = \vec{s}_3 = 0$; $\vec{s}_4 \neq 0$ par exemple), la mesure de polarisation du noyau N_4^*, en plus de celle de la section efficace, permet de déterminer complètement les amplitudes de réaction $q_{a\,0\,0}^{a's_4m_{s_4}}(\Theta,\Phi)$ à une phase globale près. Le problème de la mesure de cette polarisation sera abordé dans le §B.

A.2. Cas particulier $\vec{s}_1 = \vec{s}_2 = \vec{s}_3 = 0$; $\vec{s}_4 \neq 0$. Polarisation du noyau N_4^* et amplitudes de réaction.

Dans ce cas, on a :

$$\begin{cases} \vec{J} = \vec{\ell} = \vec{s}_4 + \vec{\ell}' & \text{(conservation du moment cinétique total)} \\ \vec{S}' = \vec{s}_4 \end{cases}$$

---

(1) *On part de l'expression donnant la section efficace du processus* $(a,S,m_S) \to (a',S',m_{S'})$ *en fonction de* $q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi)$ *(Réf.1)*

$$d\sigma_{aSm_S,a'S'm_{S'}}/d\Omega = k_a^{-2}\left| q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi) \right|^2$$

en faisant ensuite la moyenne sur les états initiaux équiprobables et la somme sur les états finaux non identifiés.

A.2.a. *Lien entre la polarisation de N_4^* et les amplitudes de réaction.*

Quand on fixe l'énergie cinétique de N_1 (k_a fixé) et quand on détecte le noyau N_3 dans la direction (Θ,Φ) fixée en mesurant de plus son énergie cinétique (k_a, fixé), on produit le noyau N_4^* dans un état d'énergie d'excitation donné dont le spin s_4 est connu. Dans ce cas, on obtient la section efficace en appliquant (I-3) avec : $S = 0$ et $S' = s_4$ fixé :

$$d\sigma_{s_4}/d\Omega = k_a^{-2} \sum_{m_{s_4}} \left| q_{a\,0\,0}^{a'\,s_4\,m_{s_4}}(\Theta,\Phi) \right|^2 \qquad \text{(I-4)}$$

en posant : $j = s_4$, $m = m_{s_4}$ et : $t_{jm}(k_a,\Theta,\Phi) = k_a^{-1}\, q_{a\,0\,0}^{a'\,j\,m}(\Theta,\Phi)$, (I-5)
on obtient :

$$d\sigma_j/d\Omega = \sum_m |t_{jm}(k_a,\Theta,\Phi)|^2 \qquad \text{(I-6)}$$

On peut définir les nombres :

$$p_m^j(k_a,\Theta,\Phi) = p_m^j = t_{jm} \left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right)^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{(I-7)}$$

On voit que $|p_m^j|^2$ est égal à la probabilité $\dfrac{|t_{jm}|^2}{\sum_m |t_{jm}|^2}$ d'avoir une transition: $(a,0,0) \to (a',j,m)$, c'est-à-dire la probabilité de trouver le noyau N_4^* dans le sous-état magnétique $|a'\,j\,m\rangle$. $|p_m^j|^2$ est, par définition, la POPULATION du sous-état $|a'\,j\,m\rangle$.

Les nombres p_m^j constituent un tenseur appelé TENSEUR de POLARISATION $[p_m^j]$ du noyau N_4^* (produit dans l'état de spin j) (Réf.2). Ce tenseur est normalisé à l'unité (Cf.(I-6) et (I-7)) :

$$\sum_m |p_m^j|^2 = 1 \qquad \text{(I-8)}$$

et défini à une phase globale près. L'expression (I-7), que l'on peut aussi écrire :

$$\boxed{t_{jm} = p_m^j \sqrt{\frac{d\sigma_j}{d\Omega}}} \qquad \text{(I-9)}$$

montre donc que les amplitudes de réaction peuvent être déterminées si $[p_m^j]$ et $d\sigma_j/d\Omega$ sont connus. On voit que le nombre des amplitudes (donc des p_m^j) est de $(2j+1)$. Les amplitudes étant des nombres complexes, la normalisation (I-8)

des p_m^j et leur phase globale arbitraire nous donnent donc $2 \times (2j+1) - 2 = 4\,j$ paramètres réels indépendants à déterminer expérimentalement pour décrire la réaction étudiée. On verra plus loin (§B.3) que ce nombre est en fait réduit à cause des propriétés de symétrie du système étudié.

Remarque : Le fait que k_a, $k_{a'}$, Θ, Φ soient fixés et que les spins $\vec{s}_1, \vec{s}_2, \vec{s}_3$ soient nuls, détermine entièrement l'état $|\psi_4^j\rangle$ de N_4^*, et on a :

$$|\psi_4^j\rangle = \sum_m p_m^j |a'\, j\, m\rangle \qquad \text{(I-10)}$$

En produisant un grand nombre de fois la réaction $N_2(N_1,N_3)N_4^*$ dans les conditions : $(k_a, k_{a'}, \Theta, \Phi)$ fixés, $s_1 = s_2 = s_3 = 0$, on construit ainsi un ensemble statistique de noyaux N_4^* qui sont tous dans l'état $|\psi_4\rangle$ ("coherent mixture" (Réf.2) ou cas pur (Réf.4)).

A.2.b. *Cas où N_1 et N_2 sont identiques - Conséquences.*

Dans le cas où les noyaux N_1 et N_2 sont identiques, la section efficace du processus $(a\,S\,m_S) \to (a'\,S'\,m_{S'})$ s'écrit :

$$d\sigma_{aSm_S;a'S'm_{S'}}/d\Omega = k_a^{-2} \left| Q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi) \right|^2 \qquad \text{(I-11)}$$

où $Q_{a\ S\ m_S}^{a'S'm_{S'}}(\Theta,\Phi)$ est l'amplitude de réaction symétrisée. Dans le cas $s_1 = s_2 = s_3 = 0$, on voit que (I-6) devient alors :

$$d\sigma_j/d\Omega = \sum_m |T_{jm}|^2 \qquad \text{(I-6')}$$

avec :
$$T_{jm} = k_a^{-1}\, Q_{a\,0\,0}^{a'\,j\,m}(\Theta,\Phi) \qquad \text{(I-12)}$$

De cette façon, (I-9) devient :

$$\boxed{T_{jm} = p_m^j \sqrt{\frac{d\sigma_j}{d\Omega}}} \qquad \text{(I-13)}$$

Par conséquent, lorsque N_1 et N_2 sont identiques, les composantes du tenseur de polarisation nous permettent de retrouver les amplitudes de réaction symétrisées $Q_{a\,0\,0}^{a'\,j\,m}(\Theta,\Phi)$.

Expression de l'amplitude symétrisée. Conséquences sur la matrice S et sur la réaction.

On revient momentanément au cas où les spins $\vec{s}_i$ sont quelconques (mais avec N_1 et N_2 identiques), et au cas où l'axe de quantification n'est pas confondu avec l'impulsion relative initiale $\vec{p}_i$ (Fig.I-1). L'amplitude symétrisée $Q^{a'S'm_{S'}}_{a\,S\,m_S}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})]$ est donnée par (Réf.3) (1) :

$$Q^{a'S'm_{S'}}_{a\,S\,m_S}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})] = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{ q^{a'S'm_{S'}}_{a\,S\,m_S}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})] + \tau(-)^{2s_1-S}\, q^{a'S'm_{S'}}_{a\,S\,m_S}[(\pi-\Theta_a,\Phi_a+\pi);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})]\right\} \quad \text{(I-14)}$$

$\left\{ \begin{array}{l} \tau = +1 \quad \text{si } N_1 \text{ et } N_2 \text{ sont des bosons} \\ \tau = -1 \quad\quad " \quad\quad " \quad\quad " \quad \text{fermions.} \end{array} \right.$

Compte tenu de la propriété :

$$Y_{\ell m}(\pi-\theta,\phi+\pi) = (-)^{\ell}\, Y_{\ell m}(\theta,\phi)$$

on voit d'après (I-1) que le lien entre l'amplitude symétrisée et la matrice S est donné par :

$$Q^{a'S'm_{S'}}_{a\,S\,m_S}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})] = \sum_{\substack{J,m_J,\ell,\ell' \\ m_\ell\, m_{\ell'}}} 2\pi i^{\ell-\ell'} \langle \ell S m_\ell m_S | J m_J\rangle \langle \ell' S' m_{\ell'}, m_{S'}, | J m_J\rangle$$
$$\times (-1)\,\frac{1}{\sqrt{2}}\left[1+\tau(-)^{\ell+2s_1-S}\right] S^J_{aS\ell,a'S'\ell'}$$
$$\times Y^*_{\ell\, m_\ell}(\Theta_a,\Phi_a)\, Y_{\ell',m_{\ell'}}(\Theta_{a'},\Phi_{a'}) \quad \text{(I-15)}$$

---

(1) *Correspondance entre la notation employée ici et celle de Frahn dans (Réf.3)*

$$q^{a'S'm_{S'}}_{a\,S\,m_S}[(\Theta_a,\Phi_a);(\Theta_{a'},\Phi_{a'})] \leftrightarrow T_{fi}(\vec{k}_f,\vec{k}_i)$$

$a\,S\,m_S \leftrightarrow i$
$a'S'm_{S'} \leftrightarrow f$
$(\Theta_a,\Phi_a) \leftrightarrow \vec{k}_i$
$(\Theta_{a'},\Phi_{a'}) \leftrightarrow \vec{k}_f$

(dans notre cas : $[N_3,N_4] \neq [N_1,N_2]$, d'où $\delta_{aa'} = 0$). On peut donc "remonter" d'une façon analogue à (I-1) au mécanisme de la réaction qui est décrit ici par l'opérateur $\mathcal{S}$ symétrisé :

$$\tilde{\mathcal{S}}^{J}_{aS\ell,a'S'\ell'} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 + \tau(-)^{\ell+2s_1-S}\right]\mathcal{S}^{J}_{aS\ell,a'S'\ell'}$$

En revenant au cas où $s_1 = s_2 = s_3 = 0$, cette expression devient :

$$\tilde{\mathcal{S}}^{J}_{a0\ell,a'S'\ell'} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 + (-)^{\ell}\right]\mathcal{S}^{J}_{a0\ell,a'S'\ell'} \qquad \text{(I-16)}$$

Du point de vue de l'étude expérimentale, l'identité des noyaux de la voie d'entrée n'entraîne donc pas de problèmes supplémentaires dans la mesure où les $T_{jm} = Q^{a'jm}_{a\,0\,0}$ nous permettent de retrouver les éléments $\tilde{\mathcal{S}}^{J}_{a0\ell,a'j\,\ell'}$ de la même façon que les $t_{jm} = q^{a'jm}_{a\,0\,0}$ nous permettent de retrouver les éléments $\mathcal{S}^{J}_{a0\ell,a'j\,\ell'}$. On note que l'identité de N_1 et N_2 entraîne la règle de sélection :

$$\boxed{\ell \text{ pair}}$$

et que la conservation de la parité (I-2)' devient :

$$(-)^{\ell'} = \Pi_3\,\Pi_4 \qquad \text{(I-17)}$$

Donc, les ℓ' sont soit tous pairs soit tous impairs. En se replaçant dans le cas de la figure (I-1)', on voit que :

$$Q^{a'jm}_{a\,0\,0}(\pi-\Theta,\Phi+\pi) = \pm\ Q^{a'jm}_{a\,0\,0}(\Theta,\Phi)$$

$$\begin{pmatrix} + \text{ si tous les } \ell' \text{ sont pairs} \\ - \quad " \quad " \quad " \text{ impairs} \end{pmatrix}$$

Il en résulte, vue la symétrie de révolution autour de la direction incidente OZ, que la section efficace est symétrique par rapport au plan, perpendiculaire à OZ passant par O (symétrie par rapport à 90°).

B - MESURE DE LA POLARISATION DU NOYAU N_4^* DANS LE CAS $\vec{s}_1 = \vec{s}_2 = \vec{s}_3 = 0$, $\vec{s}_4 \neq 0$.

B.1. Principe d'une expérience pouvant conduire à la mesure indirecte des p_m^j. Corrélation angulaire.

Le problème posé est donc celui de la mesure des p_m^j . Les détecteurs dont on dispose étant insensibles à la polarisation, ce n'est pas la détection du noyau N_4^* lui-même qui peut nous renseigner sur son état de polarisation. Cependant, ce noyau étant produit dans un certain état excité, la probabilité d'émission de ses produits de désexcitation, dans une direction donnée de l'espace, dépend de son état de polarisation. Supposons, par exemple, que l'une des voies de désexcitation de N_4^* consiste en une émission de particule :

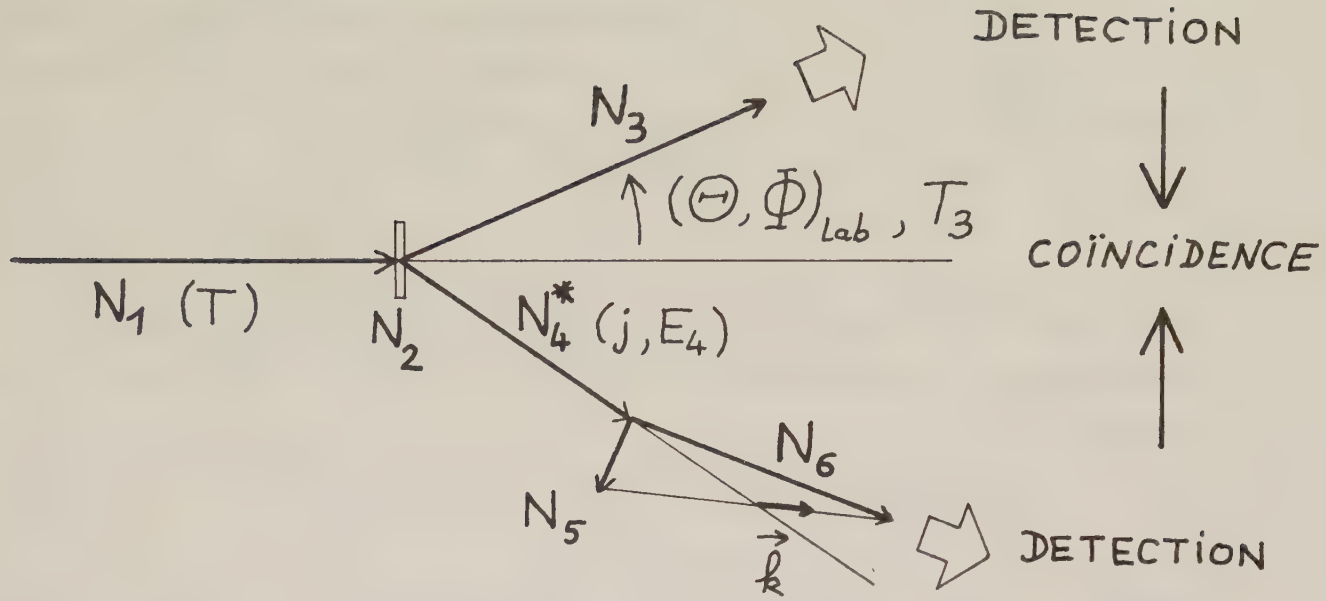
$$N_4^* \rightarrow N_5 + N_6$$

N_5 est en général une particule α. N_6 est le noyau résiduel que l'on suppose dans son état fondamental. C'est à partir de la détection des fragments N_5 ou N_6 que l'on peut obtenir une information sur la polarisation de N_4^* et par conséquent sur le mécanisme de la réaction qui l'a produit. On peut donc se livrer à l'expérience suivante.

On réalise la réaction : $N_2(N_1,N_3)N_4^*$ avec une énergie incidente T fixée et qui rend possible la production de noyaux N_4^* . On identifie un noyau N_3 dans une direction $(\Theta,\Phi)_{lab}$ déterminée, et on mesure son énergie cinétique T_3. Supposons que cette mesure soit parfaite, c'est-à-dire sans erreur sur T_3 ; on est alors certain que le noyau N_4^* est produit dans un état quantique $|\psi_4^j\rangle$ donné (Cf § A.2.a). On détecte alors les produits de désexcitation de N_4^* (en repérant leurs directions d'émission) en coïncidence avec le noyau N_3 (Fig.I-2). On dit alors qu'on mesure la CORRELATION ANGULAIRE (N_3,N_5) ou (N_3,N_6) dans la réaction séquentielle :

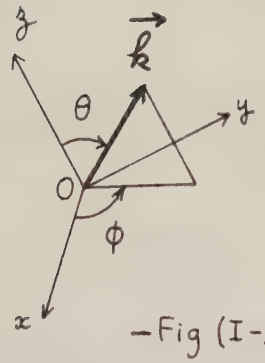
$$N_2(N_1,N_3)N_4^* \rightarrow N_5 + N_6$$

Ainsi, on est sûr d'avoir mesuré les directions d'émission d'un fragment N_5 (ou N_6) provenant de la désexcitation d'un niveau donné du noyau N_4^* . A chaque fois que N_3 est détecté dans la direction $(\Theta,\Phi)_{lab}$ et avec l'énergie T_3 , on produit toujours le noyau N_4^* dans le même état (cas pur - Cf.§A.2). Une mesure statistique des directions d'émission des fragments N_5 ou N_6 provenant d'un grand nombre de noyaux N_4^* dans le même état $|\psi_4^j\rangle$ est donc possible.


DETECTION
N_3
$(\Theta, \Phi)_{lab}$, T_3
COÏNCIDENCE
N_1 (T)
N_2
N_4^* (j, E_4)
N_6
N_5
$\vec{k}$
DETECTION

— Fig (I-2) —

A partir de la détection de N_5 ou N_6 dans le laboratoire, on peut retrouver leur direction commune d'émission dans le centre de masse de N_4^* (1). Soit $\vec{k}$ le vecteur unitaire repéré par les angles (θ,ϕ) dans un repère quelconque du CM de N_4^* (figure (I-3) ci-contre). On voit que l'on peut donc mesurer la densité de probabilité $d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{k})/d\vec{k}$ d'émission du fragment N_5 (ou N_6) dans la direction $\vec{k}$, ce fragment étant issu de la désexcitation du noyau N_4^* de spin j, dans l'état d'énergie E_4 et de polarisation $[p_m^j]$. Cette densité de probabilité est, par définition, la fonction de corrélation $W^j_{E_4}(\Theta,\Phi;\theta,\phi)$ dans la direction $\vec{k}$:



-Fig (I-3)-

$$W^j_{E_4}(\Theta,\Phi;\theta,\phi) = W^j_{E_4}(\theta,\phi) = W^j_{E_4}(\vec{k}) = d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{k})/d\vec{k} \qquad \text{(I-18)}$$

Remarque : $\vec{k}$ étant un vecteur unitaire, $d\vec{k}$ représente ici l'élément différentiel angulaire : $\sin\theta\, d\theta\, d\phi$.

B.2. Calcul de $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$ en fonction des p^j_m .

• Détecter le fragment N_5 (par exemple) dans le CM du noyau N_4^* et repérer sa direction d'émission $\vec{k}$ (ou (θ,ϕ)) revient donc à mesurer la direction $\vec{k}$ de son impulsion $\vec{p}$. L'énergie E_4 d'excitation de N_4^* étant connue, le module de l'impulsion emportée dans le CM de N_4^* par N_5 (ou N_6) est donc constant et la mesure de la direction d'impulsion $\vec{k}$ constitue en fait une mesure de l'impulsion $\vec{p}$ à laquelle correspond l'observable $\vec{P}$.

Pour spécifier complètement l'état du système physique étudié, il est nécessaire de mesurer simultanément le reste des observables qui constituent avec $\vec{P}$ un ensemble complet d'observables qui commutent . Un tel ensemble peut être le suivant :

---

(1) On le verra dans la 2ème partie (Méthode expérimentale).

- $\vec{P}$ — impulsion relative
- $H = \frac{P^2}{2\mu_{56}} + H_5^i + H_6^i + V_{5-6}$ — hamiltonien total du système (1)
- $\vec{j}_5$, j_{5z}, $\vec{j}_6$, j_{6z} — spins (et 3èmes composantes) des noyaux N_5 et N_6
- plus d'autres observables décrivant l'état interne de N_5 et N_6 (parités intrinsèques, isospins, etc...).

Les vecteurs propres communs à ces observables peuvent se noter :

$$|\vec{p}\ j_5\ m_5\ j_6\ m_6\ E_{5-6}(5\text{-}6)> \qquad \text{(I-19)}$$

Les nombres quantiques ne figurant pas explicitement (parités intrinsèques, etc...) sont regroupés dans l'indice (5-6).

- On se place maintenant dans l'hypothèse suivante :

  On observe la désexcitation de N_4^* (d'énergie E_4 et de spin j) dans la voie α :

  $$N_4^* \rightarrow \alpha + N_6$$

  N_6 étant un noyau dans son fondamental, de spin nul.

En remarquant que l'énergie est conservée entre l'état initial N_4^* et l'état final $\alpha + N_6$, on voit que les vecteurs propres correspondant à cette voie sont :

$$|\vec{p}\ \ 00\ \ 00\ \ E_4(5\text{-}6)>$$

Détecter un fragment α (ou N_6) d'impulsion $\vec{p}$ revient à trouver, lors d'une mesure de l'observable $\vec{P}$, la valeur propre $\vec{p}$ (2), pour un fragment α (ou N_6),

---

(1) μ_{56} : *masse réduite du système* $(N_5\text{-}N_6)$
H_5^i, H_6^i : *hamiltoniens internes des fragments* N_5 *et* N_6
V_{5-6} : *hamiltonien d'interaction*

(2) *à* $d\vec{p}$ *près car le spectre de valeurs propres de* $\vec{P}$ *est continu.*

le système avant la mesure étant le noyau N_4^* dans l'état $|\psi_4^j>$ donné par (I-10). La probabilité $d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p}$ d'obtenir une telle détection est donnée par les postulats de la mécanique quantique (Réf.4) et est égale à la probabilité pour que le système constitué par N_4^* soit, après la mesure, dans l'état propre : $|\vec{p}\ 0000\ E_4(5\text{-}6)>$, on a ainsi :

$$d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p} = |<\vec{p}\ 0000\ E_4(5\text{-}6)|\psi_4^j>|^2 \qquad \text{(I-20)}$$

$|\psi_4^j>$ donné par (I-10) peut aussi s'écrire sous la forme :

$$|\psi_4^j> = \sum_m p_m^j |(4)\ E_4\ jm> \qquad \text{(I-21)}$$

(I-20) devient donc :

$$d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p} = |\sum_m p_m^j <\vec{p}\ 0000\ E_4(5\text{-}6)|(4)\ E_4\ jm>|^2 \qquad \text{(I-22)}$$

. Au moment de la détection, les fragments N_5 et N_6 sont suffisamment éloignés l'un de l'autre pour qu'on puisse négliger l'interaction V_{5-6} (état asymptotique du système (5-6)). Dans ce cas, le terme

$<\vec{p}\ 00\ 00\ E_4\ (5\text{-}6)|(4)\ E_4 jm>$ peut s'écrire sous la forme :

$$<\vec{p}|\otimes <00\ 00\ E'_4(5\text{-}6)|(4)E_4 jm>$$

avec : $E'_4 = E_4 - \frac{p^2}{2\mu_{56}}$ = énergie interne des fragments α et N_6 .

En décomposant l'état de moment relatif $<\vec{p}|$ sur les états propres $|p\lambda\mu>$ du moment orbital relatif et de l'énergie relative (1), on obtient :

$$<\vec{p}\ 0000\ E_4(5\text{-}6)|(4)E_4\ jm> = \sum_{\lambda,\mu} <\vec{p}|p\lambda\mu>(<0000\ E'_4(5\text{-}6)|\otimes <p\lambda\mu|)(4)E_4\ jm>$$

or : $(<0000\ E'_4(5\text{-}6)|\otimes <p\lambda\mu|)(4)E_4\ jm> \propto \delta_{\lambda j}\ \delta_{\mu m}$

d'où : $<\vec{p}\ 0000\ E_4(5\text{-}6)|(4)E_4\ jm> = <\vec{p}|pjm>\ <0000\ E'_4(5\text{-}6)|\otimes <pjm|)\ (4)E_4\ jm>$ (I-23)

---

(1) *D'où l'"indice" p correspondant à la valeur propre :*

$$\frac{p^2}{2\mu_{56}} = E_{relatif}$$

. Montrons maintenant que $(<0000\,E_4'(5\text{-}6)|\otimes<pjm|)\,(4)\,E_4\,jm>$, que l'on note plus simplement : $<jm(5\text{-}6)|(4)\,jm>$, est en fait indépendant de m. On utilise les opérateurs J_+ et J_- (Réf.4). On a :

$$<jm(5\text{-}6)|(4)\,jm> = \frac{1}{\hbar\sqrt{j(j+1)-m(m-1)}}\,<jm(5\text{-}6)|J_+|(4)\,j(m-1)>$$

$$= \frac{1}{\hbar\sqrt{j(j+1)-m(m-1)}}\,<jm(5\text{-}6)|(J_-)^+|(4)\,j(m-1)>$$

$$= 1 \times <j(m-1)(5\text{-}6)|(4)\,j(m-1)>$$

Ceci étant vrai pour tout m compris entre -j et +j, le terme $(<0000\,E_4'(5\text{-}6)|\otimes<pjm|)\,(4)\,E_4\,jm>$ est donc indépendant de m et peut s'écrire:

$$(<0000\,E_4'(5\text{-}6)|\otimes<pjm|)\,(4)\,E_4\,jm> = <0000\,E_4'(5\text{-}6)pj|(4)E_4\,j>$$

. En reportant dans (I-23), puis dans (I-22), on obtient donc :

$$d\mathcal{P}^{j}_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p} = |\sum_m p^j_m\,<\vec{p}|pjm><0000\,E_4'(5\text{-}6)pj|(4)\,E_4\,j>|^2$$

$$= |<0000\,E_4'(5\text{-}6)pj|(4)\,E_4\,j>|^2 \times |\sum_m p^j_m\,<\vec{p}|pjm>|^2$$

Finalement on écrit :

$$d\mathcal{P}^{j}_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p} \propto |\sum_m p^j_m\,<\vec{p}|pjm>|^2 \qquad \text{(I-22)'}$$

• $\vec{p}$ est donc l'impulsion de la particule α (ou de N_6) dans le centre de masse du noyau N_4^* repérée par les angles (θ,ϕ) conventionnels (Fig.I-3). On rappelle que : $\vec{k} = \vec{p}/|\vec{p}|$.

On convient de prendre comme axe de quantification l'axe Oz de la fig.(I-3).

Il s'agit maintenant de calculer le terme $<\vec{p}|pjm>$. Il est simple à calculer lorsque $\vec{p}$ est confondu avec l'axe de quantification : $\vec{p} = \vec{p}_z$ (Réf.5). Examinons d'abord ce cas, pour aborder ensuite le calcul de $<\vec{p}|pjm>$ pour $\vec{p}$ de direction quelconque. On peut décomposer le bra $<\vec{p}_z|$ sur les états propres $|pj\mu>$:

$$\langle \vec{p}_z | = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{\mu=-j}^{j} \langle \vec{p}_z | pj\mu \rangle \langle pj\mu |$$

en projetant sur l'état propre de position $|\vec{r}\rangle$, il vient :

$$\langle \vec{p}_z | \vec{r} \rangle = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{\mu=-j}^{j} \langle \vec{p}_z | pj\mu \rangle \langle pj\mu | \vec{r} \rangle \qquad \text{(I-24)}$$

Or, $\langle \vec{p}_z | \vec{r} \rangle$ est l'onde plane $e^{ip_z z}$ que l'on peut développer sur les $Y_o^j(\theta,\phi)$:

$$\langle \vec{p}_z | \vec{r} \rangle = \sqrt{2\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \sqrt{2j+1}\ \mathbb{J}_j(p_z r)\ i^j\ Y_o^j(\theta_r,\phi_r) \qquad \text{(I-25)}$$

($\mathbb{J}_j$: fonction de Bessel sphérique).

D'autre part, on a :

$$\langle pj\mu | \vec{r} \rangle = f_j(r)\ Y_\mu^j(\theta_r,\phi_r) \qquad \text{(I-25)'}$$

($f_j(r)$: fonction radiale), en reportant (I-25) et (I-25)' dans (I-24), il vient :

$$\sqrt{2\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \sqrt{2j+1}\ \mathbb{J}_j(p_z r)\ i^j\ Y_o^j(\theta_r,\phi_r) = \sum_{j=0}^{\infty} \left(\sum_{\mu=-j}^{j} \langle \vec{p}_z | pj\mu \rangle\ Y_\mu^j(\theta_r,\phi_r)\ f_j(r) \right)$$

Dans cette expression, les deux membres représentent la même fonction d'onde développée sur la base des harmoniques sphériques. Les coefficients de ce développement doivent donc être les mêmes dans les deux membres. On en déduit que $\langle \vec{p}_z | pj\mu \rangle$ n'est non nul que pour $\mu = 0$:

$$\langle p_z | pj\mu \rangle = C^{te} \times \delta_{o\mu} \qquad \text{(I-26)}$$

• Pour le calcul de $\langle \vec{p} | pjm \rangle$, on effectue une rotation $\mathcal{R}(\phi,\theta,o)$ qui transforme l'impulsion $\vec{p}_z$ lorsqu'elle est confondue avec l'axe de quantification en l'impulsion $\vec{p}$ définie par les angles (θ,ϕ) (Réf.5). Avant la rotation, le système physique est décrit par le Ket $|\vec{p}_z\rangle$. Après la rotation, il est

décrit par le Ket $|\vec{p}>$ (Fig.I-4). A la rotation $\mathcal{R}(\phi,\theta,o)$ du système physique correspond l'opérateur de rotation $R(\phi,\theta,o)$ dans l'espace des vecteurs d'états et on a :

$$|\vec{p}> = R(\phi,\theta,o)|\vec{p}_z>.$$

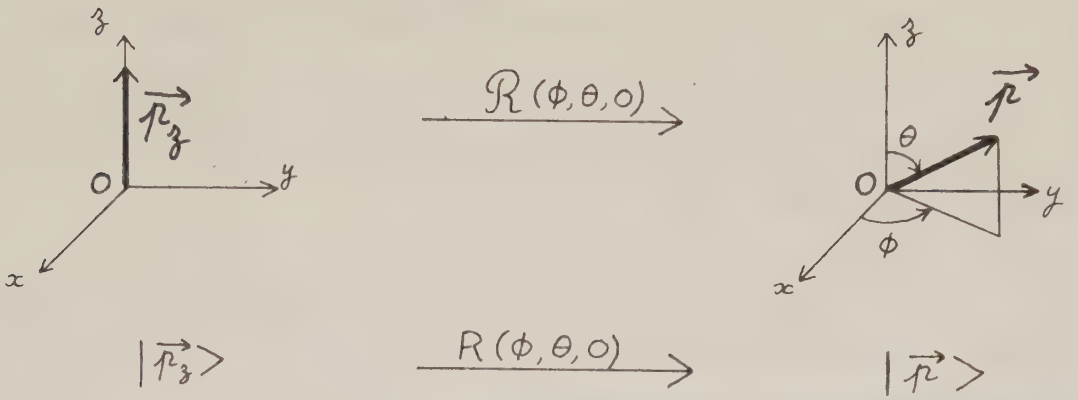


Fig (I-4)

on en tire :

$$<pjm|\vec{p}> = \sum_{\mu} <pjm|R(\phi,\theta,o)|pj\mu><pj\mu|\vec{p}_z>$$

d'où :

$$<\vec{p}|pjm> = \sum_{\mu} <pjm|R(\phi,\theta,o)|pj\mu>^{*} <\vec{p}_z|pj\mu>$$

$$= \sum_{\mu} D^{j}_{m\mu}{}^{*}(\phi,\theta,o)\ <\vec{p}_z|pj\mu> \qquad \text{(I-27)}$$

soit, compte tenu de (I-26) :

$$<\vec{p}|pjm> = C^{te} \times D^{j}_{mo}{}^{*}(\phi,\theta,o) \qquad \text{(I-28)}$$

L'élément de matrice de rotation (1) $D^{j}_{mo}{}^{*}(\phi,\theta,o)$ s'exprime en fonction de l'élément de matrice de rotation réduit $d^{j}_{mo}(\theta)$ par :

$$D^{j*}_{mo}(\phi,\theta,o) = e^{im\phi}\ d^{j}_{mo}(\theta) \qquad \text{(Réf.2, App.A)}$$

(1) *On utilise la notation de Rose, Brink et Satchler (Réf.12 et 13), utilisée par Cramer-Eidson dans (Réf.2).*

On rappelle le lien entre $d^j_{mo}(\theta)$ et le polynôme de Legendre $P^{|m|}_j(\cos\theta)$:

$$d^j_{mo}(\theta) = (-)^m \left[(j-|m|)!/(j+|m|)!\right]^{1/2} P^{|m|}_j(\cos\theta) \qquad \text{(Réf.2,App.A)}$$

Finalement, compte tenu de (I-22)' et (I-28), on en tire :

$$d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p} \propto \left|\sum_m p^j_m e^{im\phi} d^j_{mo}(\theta)\right|^2 \qquad \text{(I-29)}$$

On a vu que la mesure de $\vec{p}$ est équivalente à celle de sa direction $\vec{k}$, $d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{p})/d\vec{p}$ donné par (I-29) peut donc se noter $d\mathcal{P}^j_{E_4}(\vec{k})/d\vec{k}$. En vertu de (I-18) et vu que $\vec{k}$ est repéré par les angles (θ,ϕ), on obtient l'expression de la fonction de corrélation $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$:

$$W^j_{E_4}(\theta,\phi) \propto \left|\sum_m p^j_m e^{im\phi} d^j_{mo}(\theta)\right|^2 \qquad \text{(I-29)'}$$

en remplaçant m par -m, et sachant que :

$$d^j_{m',m}(\theta) = (-)^{m'-m} d^j_{-m',-m}(\theta) \qquad \text{(Réf.2,App.A)}$$

on obtient :

$$W^j_{E_4}(\theta,\phi) \propto \left|\sum_m p^j_{-m} e^{-im\phi} (-)^m d^j_{mo}(\theta)\right|^2 \qquad \text{(I-29)"}$$

En utilisant les p^j_m tels qu'ils sont définis dans (Réf.2) (1), on a :

$$\boxed{W^j_{E_4}(\theta,\phi) \propto \left|\sum_m p^j_m (-)^m e^{-im\phi} d^j_{mo}(\theta)\right|^2} \qquad \text{(I-30)}$$

Rappel : p^j_m : composante du tenseur de polarisation du noyau N_4^* issu de la réaction $N_2(N_1,N_3)N_4^*$ où : $\vec{s}_1 = \vec{s}_2 = \vec{s}_3 = 0$; $\vec{s}_4 = \vec{j} \neq 0$.

(θ,ϕ) : angles d'émission, dans le CM de N_4^* , d'un des fragments N_5 ou N_6 issus de la désexcitation : $N_4^* \rightarrow \alpha + N_6$, N_6 dans son fondamental de spin nul. θ,ϕ sont repérés par rapport à un axe de quantification Oz quelconque.

---

(1) *Les p^j_m définis ici sont différents des p^j_m utilisés par Cramer et Eidson dans (Réf.2). La liaison est donnée par :*

$$p^j_m(ici) = p^j_{-m}(Réf.2)$$

(idem pour les T_{jm})

On utilisera dorénavant cette expression (I-30) et les p_m^j et T_{jm} dont il sera question par la suite sont ceux définis dans (Réf.2).

On peut voir que si N_4^* est dans l'état de polarisation $[p_{-m}^{j*}]$, on obtient la meme fonction de corrélation $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$.

Par conséquent, la mesure de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ ne nous permet pas de lever cette ambiguité, c'est-à-dire de savoir si N_4^* est dans l'état de polarisation $[p_m^j]$ ou bien $[p_{-m}^{j*}]$. Cela est dû au fait que N_4^* se désexcite dans une voie où les noyaux ont des spins nuls. (Cette ambiguïté peut en effet être levée dans le cas : $N_4^* \rightarrow \gamma + N_4$, où le γ a une polarisation que l'on mesure (Réf. 2)).

On voit donc, en vertu de (I-9) (ou de I-13), que la mesure de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ nous renseigne sur les amplitudes de la réaction $N_2(N_1, N_3)N_4^*$ (à l'ambiguïté $(T_m^j) - (T_m^{j*})$ près). On verra dans la quatrième partie que l'hypothèse d'un mécanisme simple peut conduire à des polarisations de N_4^* où, pour un axe de quantification privilégié, le nombre des p_m^j non nuls est restreint. Les graphes des fonctions de corrélation correspondantes ont alors des allures caractéristiques qu'on comparera d'abord aux corrélations observées. Dans tous les cas, même si la fonction de corrélation observée n'est pas évidente à interpréter, on pourra toujours retrouver les p_m^j(donc les T_{jm}) par des techniques de minimisation et on aura la possibilité d'essayer différents modèles théoriques pour la description du mécanisme.

L'ensemble de cette question sera traitée dans la quatrième partie où une étude de quelques cas simples montrant la relation entre l'allure de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$, les p_m^j et le mécanisme sera développée.

B.3. Propriétés de symétries de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$. Théorème de Bohr et conséquences.

Il convient d'examiner maintenant un dernier point au sujet d'une règle de sélection liée à des propriétés de symétrie de la réaction et son incidence sur les p_m^j et $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$.

La réaction $N_2(N_1,N_3)N_4^*$ s'effectue dans un plan appelé plan de réaction. Ce plan est un plan de symétrie pour le phénomène étudié. On montre alors (Appendice A), que l'on a la règle de sélection :

$$\Pi_1 \Pi_2 \, e^{i\pi m_S^{(\vec{n})}} = \Pi_3 \Pi_4 \, e^{i\pi m_{S'}^{(\vec{n})}} \qquad \text{(I-31)}$$

Π_i : parité intrinsèque du noyau N_i

$m_S^{(\vec{n})}$: somme des composantes des spins des fragments sur un axe de quantification $\vec{n}$, perpendiculaire au plan de réaction, pour l'état initial.

$m_{S'}^{(\vec{n})}$: idem pour l'état final.

Cette règle est connue sous le nom de Théorème de Bohr.

. Dans le cas $s_1 = s_2 = s_3 = 0$, on voit que cette règle donne :

$$\Pi_1 \Pi_2 = \Pi_3 \Pi_4 (-)^{m^{(\vec{n})}}$$

N_1, N_2, N_3 étant produits dans l'état fondamental et leurs spins étant nuls, on obtient :

$$\Pi_4 (-)^{m^{(\vec{n})}} = +1$$

- Pour un niveau de N_4^* de parité naturelle : $\Pi_4 = (-)^j$, on a donc :

$$(-)^{j+m^{(\vec{n})}} = +1 \qquad \text{(I-32)}$$

c'est-à-dire : $j + m^{(\vec{n})}$ pair .

- Pour un niveau de parité non naturelle : $\Pi_4 = -(-)^j$, on a :

$$(-)^{j+m^{(\vec{n})}} = -1 \qquad \text{(I-32)'}$$

c'est-à-dire : $j + m^{(\vec{n})}$ impair.

Remarque : Un niveau de parité non naturelle ne peut se désexciter dans la voie : $\alpha + N_6\,[0^+]$ (la conservation de la parité entraînerait en effet $\pi_4 = (-)^j$). Un tel niveau se désexcite en général par γ et la fonction de corrélation $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$ est alors donnée par une autre expression que (I-30). Dans les conclusions qui suivent, on s'intéresse donc uniquement aux niveaux de parité naturelle.

+ Incidence sur les p^j_m :

Une mesure de $j_{\vec{n}}$ ($\vec{n}$ perpendiculaire au plan de réaction), quand N_4^* est dans l'état :

$$|\psi_4^j\rangle = \sum_{m^{(\vec{n})}} p^j_{m^{(\vec{n})}} |a'\, j\, m^{(\vec{n})}\rangle$$

(voir éq.(I-10) et éq.(I-21)).

ne peut donner comme résultat qu'une valeur de $m^{(\vec{n})}$ telle que $(j-m^{(\vec{n})})$ soit pair (règle (I-32)). Donc la probabilité $|p^j_{m(\vec{n})}|^2_{m^{(\vec{n})}}$ d'obtenir une valeur de $m^{(\vec{n})}$ donnée est nulle pour les valeurs de $m^{(\vec{n})}$ ne vérifiant pas (I-32). Ceci apporte une simplification intéressante. On voit que le nombre de $p^j_{m(\vec{n})}$ non nuls est : $j+1$

Compte tenu de la normalisation des p^j_m et de leur phase globale arbitraire, le nombre des paramètres réels à déterminer est donc : $2(j+1)-2=2j$.

Ce nombre est donc diminué par rapport au nombre $4j$ trouvé au §A.2., où il n'était pas tenu compte du théorème de Bohr.

Si on prend un axe de quantification $\vec{n}'$, non perpendiculaire au plan de réaction, la formule (I-31) n'est plus applicable, mais les $p^j_{m^{(\vec{n}')}}$ correspondants se déduisent des $p^j_{m^{(\vec{n})}}$ par une rotation et le nombre de paramètres réels indépendants à déterminer reste donc $2j$.

+ Incidence sur $W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp)$: périodicité en $\phi_\perp$

θ et ϕ sont repérés par rapport à l'axe de quantification $\vec{n}$ perpendiculaire au plan de réaction, on les note $\theta_\perp$, $\phi_\perp$ et on pose $m = m^{(\vec{n})}$; $m' = m'^{(\vec{n})}$. L'expression (I-30) de la fonction de corrélation peut s'écrire :

$$W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp) \propto \sum_{m,m'} (-)^{m+m'} p^j_m p^{j*}_{m'} e^{-i(m-m')\phi_\perp} d^j_{mo}(\theta_\perp)\, d^j_{m',o}(\theta_\perp) \qquad \text{(I-33)}$$

Soit $T_{\phi_\perp}$ un angle quelconque, on a :

$$W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp + T_{\phi_\perp}) \propto \sum_{m,m'} (-)^{m+m'} p^j_m p^{j*}_{m'} e^{-i(m-m')\phi_\perp} e^{-i(m-m')T_{\phi_\perp}} d^j_{mo}(\theta_\perp)\, d^j_{m',o}(\theta_\perp) \qquad \text{(I-34)}$$

D'après le théorème de Bohr, exprimé par (I-32) , on voit que les seuls termes non nuls de la somme (I-34) sont ceux tels que $(m-m')$ soit pair. D'autre part, d'après (I-33) et (I-34), pour que $W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp)$ soit périodique en $\phi_\perp$ avec une période $T_{\phi_\perp}$, il faut que :

$$e^{i(m-m')T_{\phi_\perp}} = 1 \quad \forall\ (m-m')$$

$(m-m')$ étant pair, on en tire : $T_{\phi_\perp} = k\pi$. Donc :

$$\boxed{W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp) = W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp + \pi)} \qquad \text{(I-35)}$$

Cette périodicité suivant $\phi_\perp$ est intéressante du point de vue expérimental : elle entraîne qu'il n'est pas nécessaire d'étudier l'émission des α ou des ^{16}O secondaires dans toutes les directions du centre de masse de N^*_4. La mesure de $W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp)$, est suffisante dans un intervalle $(\phi_\perp, \phi_\perp + \Pi)$. Ou bien si l'on mesure $W^j_{E_4}$ sur l'intervalle $\Delta\phi_\perp = [0, 2\pi]$, le théorème de Bohr est un moyen de vérifier la cohérence des mesures (on doit voir alors la périodicité $T_{\phi_\perp} = \pi$).

+ Symétrie par rapport au plan de réaction.

On sait que le phénomène étudié étant symétrique par rapport au plan de réaction, la fonction de corrélation est donc symétrique par rapport à ce plan.

Si on prend le théorème de Bohr comme point de départ (1) (règle (I-32)), on peut retrouver cette propriété :

on a : $$W^j_{E_4}(\pi-\theta_\perp, \phi_\perp) \propto \left| \sum_m p^j_m (-)^m e^{-im\phi_\perp} d^j_{mo}(\pi-\theta_\perp) \right|^2$$

or : $$d^j_{mo}(\pi-\theta_\perp) = (-)^{j+m} d^j_{mo}(\theta_\perp) \qquad \text{(Réf.2 et 11)}$$

d'où, d'après (I-32):

$$W^j_{E_4}(\pi-\theta_\perp, \phi_\perp) \propto \left| \sum_m p^j_m (-)^m e^{-im\phi_\perp} d^j_{mo}(\theta_\perp) \right|^2$$

Finalement : $$\boxed{W^j_{E_4}(\pi-\theta_\perp, \phi_\perp) = W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp)} \qquad \text{(I-36)}$$

ce qui exprime la symétrie de $W^j_{E_4}(\theta_\perp, \phi_\perp)$ par rapport au plan de réaction. Il résulte de (I-35) et (I-36) que la fonction de corrélation est symétrique par rapport :

- au plan de réaction (Ox,Oy),
- à l'axe de quantification Oz
- à l'origine.

---

(1) *Pour établir le théorème de Bohr, on part en effet de l'hypothèse que la symétrie du phénomène existe et se conserve (Cf. Appendice A).*

RESUME DE LA PREMIERE PARTIE

. Dans la réaction : $N_2(N_1,N_3)N_4^*$, si on a $\vec{s}_1 = \vec{s}_2 = \vec{s}_3 = 0$ et dans des conditions cinématiques fixées (énergie de N_1, direction d'émission et énergie de N_3), on produit le noyau N_4^* dans un état déterminé de spin j et d'énergie E_4 (cas pur ou mélange cohérent). Il est alors possible de déterminer les amplitudes de réaction T_{jm} par la mesure de la section efficace de la réaction et par la mesure du tenseur de polarisation $[p_m^j]$ de N_4^* , grâce à la relation :

$$T_{jm} = p_m^j \times \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}}$$

$d\sigma/d\Omega$: section efficace

T_{jm} : amplitude de réaction au besoin symétrisée si N_1 et N_2 sont identiques.

Les T_{jm} étant liés à la matrice $\S$, on peut donc être informé sur le mécanisme de la réaction.

. Quand N_4^* se désexcite dans la voie α, les p_m^j sont déterminés par la mesure de la corrélation angulaire (N_3,α) ou (N_3,N_6) dans le processus séquentiel :

$$N_2(N_1,N_3)N_4^* \rightarrow \alpha + N_6$$

pourvu que N_6 ait un spin nul. N_4^* est alors dans un niveau de parité naturelle.

La fonction de corrélation est donnée par :

$$W^j_{E_4}(\theta,\phi) \propto \left| \sum_m (-)^m p_m^j e^{-im\phi} d^j_{mo}(\theta) \right|^2$$

. Une règle de sélection (Théorème de Bohr), la normalisation des p_m^j et leur phase globale arbitraire permettent de réduire à 2j, le nombre de paramètres réels indépendants à déterminer pour retrouver tous les p_m^j. De plus, si θ et ϕ sont repérés par rapport à un axe Oz perpendiculaire au plan de réaction (notation : $(\theta_\perp, \phi_\perp)$), on a alors :

$$W^j_{E_4}(\theta_\perp,\phi_\perp) = W^j_{E_4}(\theta_\perp,\phi_\perp+\pi) = W^j_{E_4}(\pi-\theta_\perp,\phi_\perp)$$

— II —

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

PLAN DE LA DEUXIEME PARTIE

INTRODUCTION

A - GÉNÉRALITÉS

B - ÉTUDE CINÉMATIQUE

B.1. Réaction principale.

B.2. Désexcitation du $^{20}Ne^{*}$.

C - LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

C.1. Le dispositif de détection.

C.1.a. Détection des ^{12}C.

C.1.b. Détection des α et des ^{16}O secondaires.

C.1.c. La cage de Faraday et le moniteur.

C.2. L'électronique et l'acquisition des données.

C.2.a. L'électronique

C.2.a.1. Fonctionnement

C.2.a.2. Les coïncidences vraies et fortuites

C.2.b. Le système d'acquisition.

C.2.b.1. Le multiplexeur, le CT103 et le CI32.

C.2.b.2. Les coupleurs, le T1600, la visualisation.

C.2.b.3. Temps de blocage et écriture sur bande.

INTRODUCTION

Les expériences effectuées en octobre 1975, puis en janvier 1976 par notre équipe, ont consisté à étudier une réaction nucléaire du type $N_2(N_1,N_3)N_4^*$ avec des conditions particulières sur les spins permettant, par une mesure de corrélation angulaire, de déterminer la polarisation du noyau N_4^* et par suite les amplitudes de réaction. La réaction choisie a été la suivante :

$$^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$$

pour des niveaux du $^{20}Ne^*$ se désexcitant dans la voie α (1) :

$$^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O$$

Tous les noyaux du processus, sauf $^{20}Ne^*$ ont des spins nuls.
Cette réaction se prête donc bien à une expérience telle que celle décrite dans la première partie (§B.1.); il s'agit ici de mesurer la corrélation angulaire ($^{12}C,\alpha$) ou ($^{12}C,^{16}O$). On note que, pour cette réaction, ce sont les amplitudes de réaction symétrisées T_{jm} qui sont accessibles car les noyaux de la voie d'entrée sont identiques.

La réaction, dans les conditions où nous l'avons étudiée (voir 4ème partie), consiste en un transfert de particule α ou d'un ensemble de quatre nucléons ayant les mêmes propriétés de symétrie que l'α. Ainsi, on peut dire que le $^{20}Ne^*$ (de spin j) formé par cette réaction est constitué d'un coeur : ^{16}O (dans son fondamental) autour duquel tourne, avec le moment orbital j, la particule α transférée.

Par conséquent, la parité intrinsèque Π_4 du $^{20}Ne^*$ peut s'écrire :

---

(1) *Dans la réaction séquentielle* $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O$, *on appelle réaction principale, la réaction* $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$. *Pour distinguer les différents* ^{16}O, *on leur donne les noms suivants :*

$^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O$

^{16}O- cible — ^{16}O-incident — ^{16}O secondaire

On utilisera cette nomenclature quand une ambiguité sera à craindre.

$$\Pi_4 = \Pi_\alpha \, \Pi_{^{16}O} \, (-)^j$$

Etant donné que : $\Pi_\alpha = \Pi_{^{16}O} = +1$, on en déduit : $\Pi_4 = (-)^j$. La réaction $^{16}O(^{16}O, ^{12}C)^{20}Ne^*$ ne produit donc que des niveaux $^{20}Ne^*$ de parité naturelle (1). Le théorème de Bohr qui s'exprime alors par la règle (I-32) donne : j - m pair (axe de quantification perpendiculaire au plan de réaction). Les p_m^j tels que : (j - m) impair, sont donc nuls (I-B3) et le nombre de paramètres réels indépendants à déterminer est de 2j (pour un niveau $^{20}Ne^*$ de spin j).

On traitera l'étude expérimentale en trois points dont le premier (§A) donne un aperçu sur quelques propriétés de la réaction étudiée et traite de la validité des mesures. Ensuite, une étude cinématique (§B) permettra de justifier un certain nombre de propriétés du dispositif expérimental (§C).

A - GÉNÉRALITÉS

Les ^{16}O incidents proviennent d'un faisceau monocinétique produit par l'accélérateur TANDEM Van de Graaff d'Orsay. Ce faisceau arrive dans une chambre à réaction où se trouve une cible composée de monoxyde de silicium (SiO). Les mesures de corrélations angulaires ont été effectuées pour des énergies T des ^{16}O incidents de 68 MeV et 90 MeV et pour des ^{12}C émis à des angles Θ_3^{lab} voisin de 19° (pour 68 MeV) et voisins de 15° (pour 90 MeV). On verra dans la quatrième partie ("Résultats et analyse") les justifications de ces valeurs.

Dans ces conditions, la réaction principale est une réaction directe de transfert et les propriétés d'adaptation du moment angulaire (Réf.9) ainsi que les structures des noyaux entrant en jeu en font une réaction sélective qui produit un nombre restreint de niveaux du $^{20}Ne^*$. Parmi ces niveaux dits favo-

---

(1) *Dans la mesure où l'on considère que le transfert d'α est le seul mécanisme qui intervient effectivement. D'autres situations peuvent en principe se produire (ex. : t tournant autour de ^{17}F) dans lesquelles les 4 nucléons transférés ne forment pas un ensemble ayant les propriétés de symétrie de l'α, et conduire à des niveaux de parité non naturelle. Cependant, on voit que de tels niveaux sont difficiles à produire, et la section efficace correspondante est très faible.*

risés, quatre sont de décroissance α et ont donc pu être étudiés (1). Ces niveaux, ainsi que quelques unes de leurs caractéristiques sont données dans le tableau (II-1) suivant.

Tableau (II-1)

Niveau (MeV)	J^{π}	Γ (keV)
7,17	3^-	8
8,45	5^-	
8,78	6^+	0,11
10,26	5^-	141

Les valeurs des durées de vie de ces niveaux et le fait que les réactions principales sont produites sur des ^{16}O situés dans le réseau cristallin d'une cible solide, soulèvent la question de la validité des mesures envisagées. Pour être sûr que l'on peut effectivement mesurer la fonction de corrélation $W(\theta,\phi)$ donnée par l'expression (I-30), trois conditions doivent être remplies :

1. La désexcitation du $^{20}Ne^*$ ne doit pas être influencée par la réaction principale. Autrement dit, on doit s'assurer que le ^{12}C est suffisamment éloigné du $^{20}Ne^*$ au moment où se dernier se désexcite.

2. Les noyaux $^{20}Ne^*$ ne doivent pas interagir de façon sensible avec le réseau atomique de la cible avant leur désexcitation, sinon, la polarisation mesurée n'est pas celle produite par la réaction nucléaire initiale (2) (effet de dépolarisation).

3. Les trajectoires des α et des ^{16}O résultant de la désexcitation : $^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + {}^{16}O$, ne doivent pas être sensiblement modifiées par les interactions avec la cible.

---

(1) *Dans la suite, quand on parlera des niveaux favorisés, il s'agira des niveaux favorisés de décroissance α.*

(2) *c'est-à-dire la réaction principale.*

Pour trois des quatre niveaux favorisés (1) on donne, dans le tableau (II-2) la durée de vie, la vitesse du $^{20}Ne^{*}$ que l'on peut calculer à partir de la cinématique, et la distance moyenne parcourue avant la désexcitation, dans le cas $T = 68$ MeV , $\Theta_3^{lab} = 19°$.

Tableau (II-2)

Niveau (MeV)	τ (s)	v_{Ne^*} (Km/s)	$d = v_{Ne^*} \times \tau$ (Fermi)
7,17	$8,23\ 10^{-20}$	8760	721
8,78	$5,98\ 10^{-18}$	8940	534Q0
10,26	$4,67\ 10^{-21}$	9110	42,6
$T = 68$ MeV ; $\Theta_3^{lab} = 19°$; $\Gamma \times \tau = h = 6,58.10^{-22}$ MeV$\times$s			

On voit que ces distances sont nettement supérieures au rayon nucléaire et que les temps de vie des niveaux sont suffisamment courts pour que le noyau N_4^* n'ait pas le temps d'interagir avec les électrons s du cortège environnant. Les conditions 1 et 2 sont ainsi satisfaites.

Un calcul des effets de la diffusion multiple pour les α et les ^{16}O (Réf.10) dans le cas de notre expérience montre que la condition 3 est également vérifiée. Les mêmes conclusions peuvent être tirées pour $T = 90$ MeV. En définitive, les mesures que l'on a faites nous permettent donc de retrouver effectivement les amplitudes de la réaction étudiée.

B - ÉTUDE CINÉMATIQUE

Remarque préliminaire.

Le trièdre (O,xyz) et les angles (θ,ϕ) conventionnels dont il sera question par la suite (jusqu'à : [4e partie - § B] inclus) sont tels que Oz, axe de quantification, soit perpendiculaire au plan de réaction défini par Ox et Oy : $(\theta,\phi) = (\theta_\perp,\phi_\perp)$. Ox sera pris dans la direction du faisceau.

(1) *Le temps de vie du niveau 8,45 MeV n'est pas connu ; il est certainement plus grand que celui du 10,26 MeV (même spin, énergie plus petite, facteur de structure moins favorable). Pour ce niveau, seul serait donc à craindre l'effet de dépolarisation. L'observation pour ce niveau de corrélations très structurées (voir quatrième partie) indique que cette dépolarisation est négligeable. Les conclusions tirées dans ce paragraphe sont donc valables pour les quatre niveaux favorisés.*

B.1. Cinématique de la réaction principale.

On convient de numéroter les noyaux comme suit :

$$^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}$$
$$[2]\ [1]\ [3]\ [4]$$

la masse du noyau [i] est m_i, son énergie cinétique T_i, son énergie d'excitation E_{xi} et sa quantité de mouvement $\vec{p}_i$. La direction de $\vec{p}_1$,quantité de mouvement de [1] dans le laboratoire, est appelée direction incidente. On se place dans un plan de réaction donné (1) et on y définit un repère (Ox,Oy) tel que Ox soit dans la direction incidente (Fig.II-1) ; O est le lieu de la réaction (2).

Aux énergies auxquelles on a effectué les expériences, l'approximation non relativiste est largement valable. On considère donc que les noyaux ont constamment une masse égale à leur masse au repos. On suppose d'autre part qu'un noyau dans un état excité a la même masse que dans son fondamental. Dans ce cas, dans le centre de masse du système [3]-[4] (qui est aussi le CM du système [1]-[2]), le ^{12}C et le $^{20}Ne^{*}$ ont des quantités de mouvement égales et opposées et de module constant quelle que soit leur direction. Il en résulte que les vitesses relatives $\vec{v}_{r_3}$ et $\vec{v}_{r_4}$ ont des modules constants et sont telles que :

$$\vec{v}_{r_3} = -\frac{m_4}{m_3}\vec{v}_{r_4} \qquad \text{(II-1)}$$

Les lieux des extrémités des vecteurs $\vec{v}_{r_3}$ et $\vec{v}_{r_4}$ sont donc des cercles de rayons respectifs v_{r_3} et v_{r_4} . Ces lieux sont aussi ceux des extrémités des vecteurs $\vec{v}_3$ et $\vec{v}_4$, vitesses du ^{12}C et du $^{20}Ne^{*}$ dans le laboratoire en vertu de la relation (Fig.II-2) :

$$\vec{v}_i = \vec{v}_{CM} + \vec{v}_{r_i} \qquad \text{(II-2)}$$

$\vec{v}_{CM}$: vitesse du centre de masse du système dans le laboratoire.

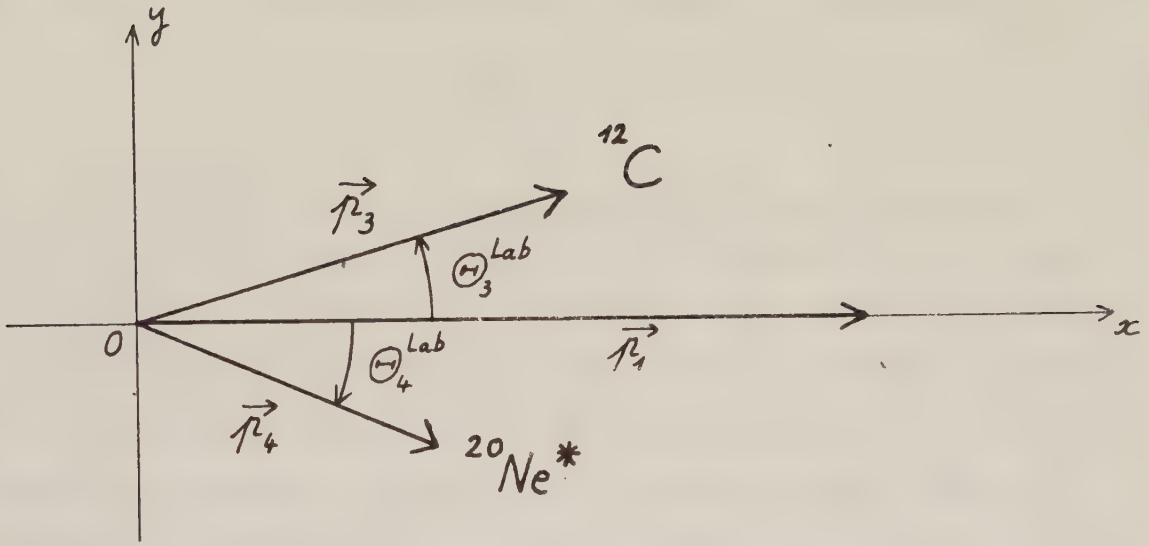
Ces cercles sont centrés en C, extrémité du vecteur $\vec{v}_{CM}$ (Fig.II-2). L'équation du cercle décrit par l'extrémité de $\vec{v}_3$ est :

$$y_3^2 + (x_3 - v_{CM})^2 = v_{r_3}^2 \qquad \text{(II-3)}$$

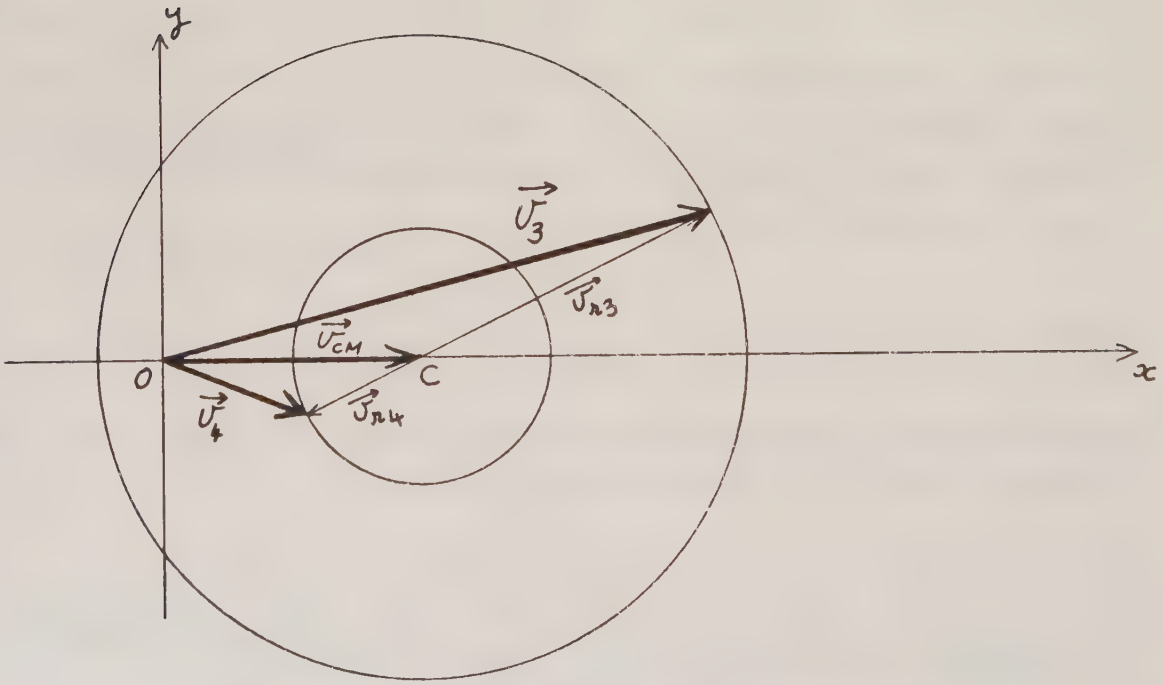
---

(1) *Plan horizontal dans le cas de notre expérience*

(2) *L'axe Ox est donc le même que l'axe OZ de la 1ère partie (Fig (I-1) et (I-1)').*



— Fig (II-1) —



— Fig (II-2) —

x_3 et y_3 étant les coordonnées de l'extrémité de $\vec{v}_3$ dans le repère (Ox,Oy). On a une équation analogue pour $\vec{v}_4 \left| \begin{matrix} x_4 \\ y_4 \end{matrix} \right.$. On peut calculer les équations de ces cercles en utilisant les lois de conservation :

$$\begin{cases} T_1 = T_3 + T_4 + E_{x_4} - Q_o \\ p_1 = p_3 \cos \Theta_3^{lab} + p_4 \cos \Theta_4^{lab} \\ 0 = p_3 \sin \Theta_3^{lab} + p_4 \sin \Theta_4^{lab} \end{cases} \qquad \text{(II-4)}$$

et les relations :

$$\begin{cases} m_3 x_3 = p_3 \cos \Theta_3^{lab} \\ m_3 y_3 = p_3 \sin \Theta_3^{lab} \end{cases}$$

Q_o désigne le bilan d'énergie de la réaction $N_2(N_1,N_3)N_4$, les noyaux N_i étant dans leur fondamental.

On trouve pour $\vec{v}_3$ (à comparer avec (II-3)) :

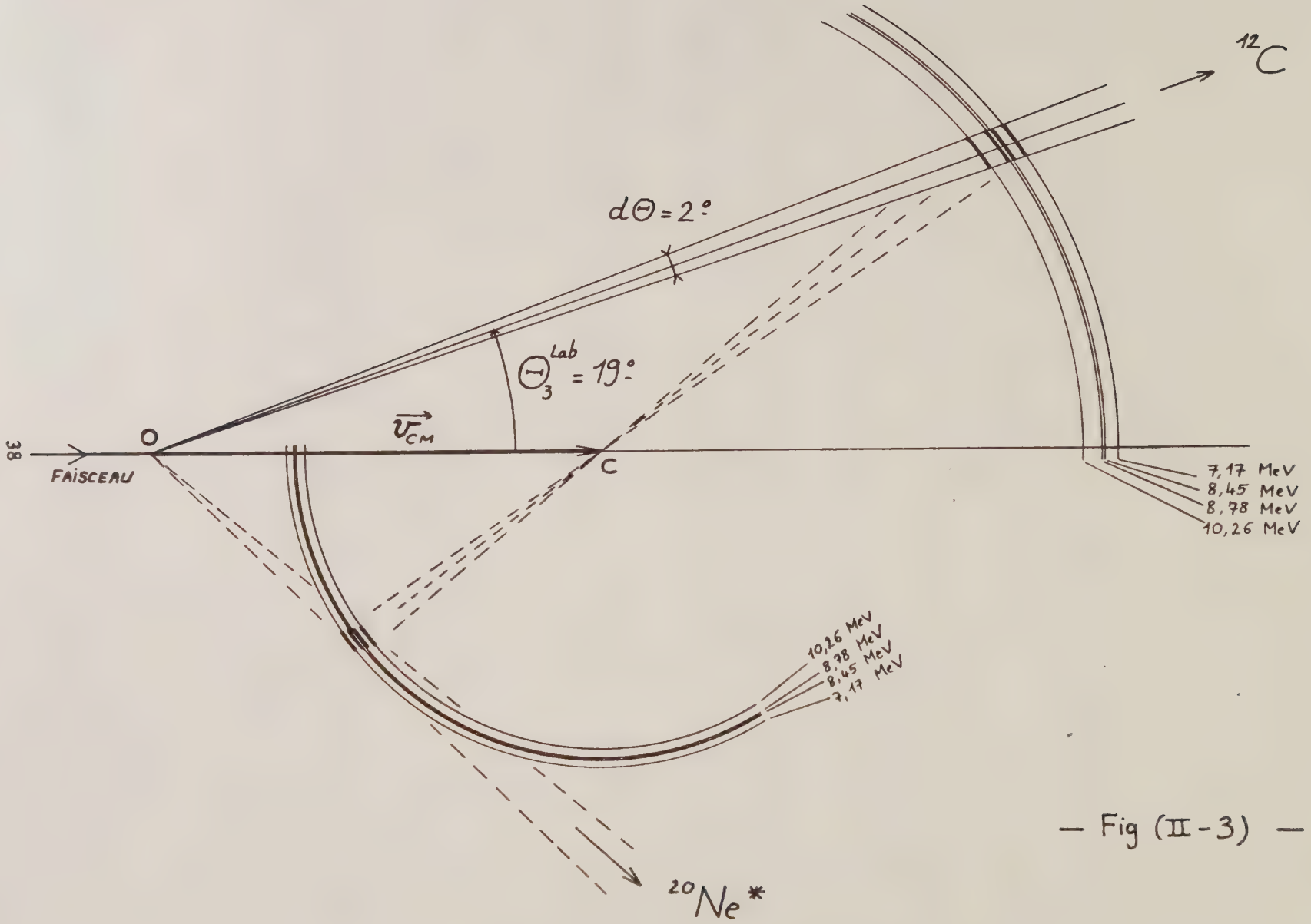
$$\boxed{y_3^2 + \left[x_3 - \frac{p_1}{m_3+m_4} \right]^2 = \frac{m_4}{m_3} \frac{2}{(m_3+m_4)^2} \left[(m_3+m_4)(T_1 - E_{x_4} + Q_o) - m_1 T_1 \right]} \qquad \text{(II-5)}$$

Si on exprime les énergies, les masses et les quantités de mouvement en MeV, x_3 et y_3 sont alors les coordonnées de $\vec{\beta}_3 = \frac{\vec{v}_3}{c}$ et le second membre est $\beta_{r_3}^2 = \frac{v_{r_3}^2}{c^2}$.

Pour $\vec{v}_4 \left| \begin{matrix} x_4 \\ y_4 \end{matrix} \right.$, on obtient la même équation en permuttant les indices 3 et 4. v_{r_3} et v_{r_4} dépendent donc de E_{x_4} . Le tableau (II-3) donne pour les quatre niveaux favorisés, les valeurs v_{r_3}, v_{r_4} et T_3 dans les conditions : T = 68 MeV, $\Theta_3^{lab} = 19°$. La figure (II-3) donne l'ensemble des vecteurs $\vec{v}_3$ et $\vec{v}_4$ possibles, dans les mêmes conditions, pour une ouverture $d\Theta_3^{lab} = 2°$. On peut ainsi avoir une idée de l'ordre de grandeur de la variation de T_3 en fonction du niveau du $^{20}Ne^*$ produit par la réaction et prévoir le dispositif de détection des ^{12}C en conséquence.

Remarque :

Une symétrie de révolution existant autour de la direction incidente, les lieux des extrémités de $\vec{v}_3$ et $\vec{v}_4$ sont des sphères concentriques de centre C et de rayons v_{r_3} et v_{r_4} .


^{12}C
$d\Theta = 2°$
$\Theta_3^{Lab} = 19°$
$\vec{v}_{CM}$
O
C
FAISCEAU
7,17 MeV
8,45 MeV
8,78 MeV
10,26 MeV
10,26 MeV
8,78 MeV
8,45 MeV
7,17 MeV
$^{20}Ne^*$

— Fig (II-3) —

Tableau (II-3)

E_{x_4} (MeV)	$10^2\ \beta_{r_3}$	$10^2\ \beta_{r_4}$	T_3 (MeV)
7,17	5.224	3.135	50.456
8,45	5.048	3.030	48.508
8,78	5.048	3.030	48.508
10,26	4.882	2.931	46.708
T = 68 MeV ; Θ_3^{lab} = 19° ; β_{CM} = 4.777			

B.2. Cinématique de la désexcitation $^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + {}^{16}O$.

On complète comme suit la numérotation des noyaux :

$$^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + {}^{16}O$$
$$[4] \quad [5] \quad [6]$$

Pour une valeur de Θ_3^{lab} (et donc de Θ_4^{lab}) donnée, les extrémités des vecteurs $\vec{v}_5$ et $\vec{v}_6$ (vitesses des α et des ^{16}O dans le laboratoire) décrivent des sphères concentriques de centre C', extrémité de $\vec{v}_4$, et de rayons $v_{r'_5}$ et $v_{r'_6}$, modules des vitesses relatives de [5] et [6] dans leur CM (Fig.II-4). On a :

$$\frac{v_{r'_5}}{v_{r'_6}} = \frac{m_6}{m_5}$$

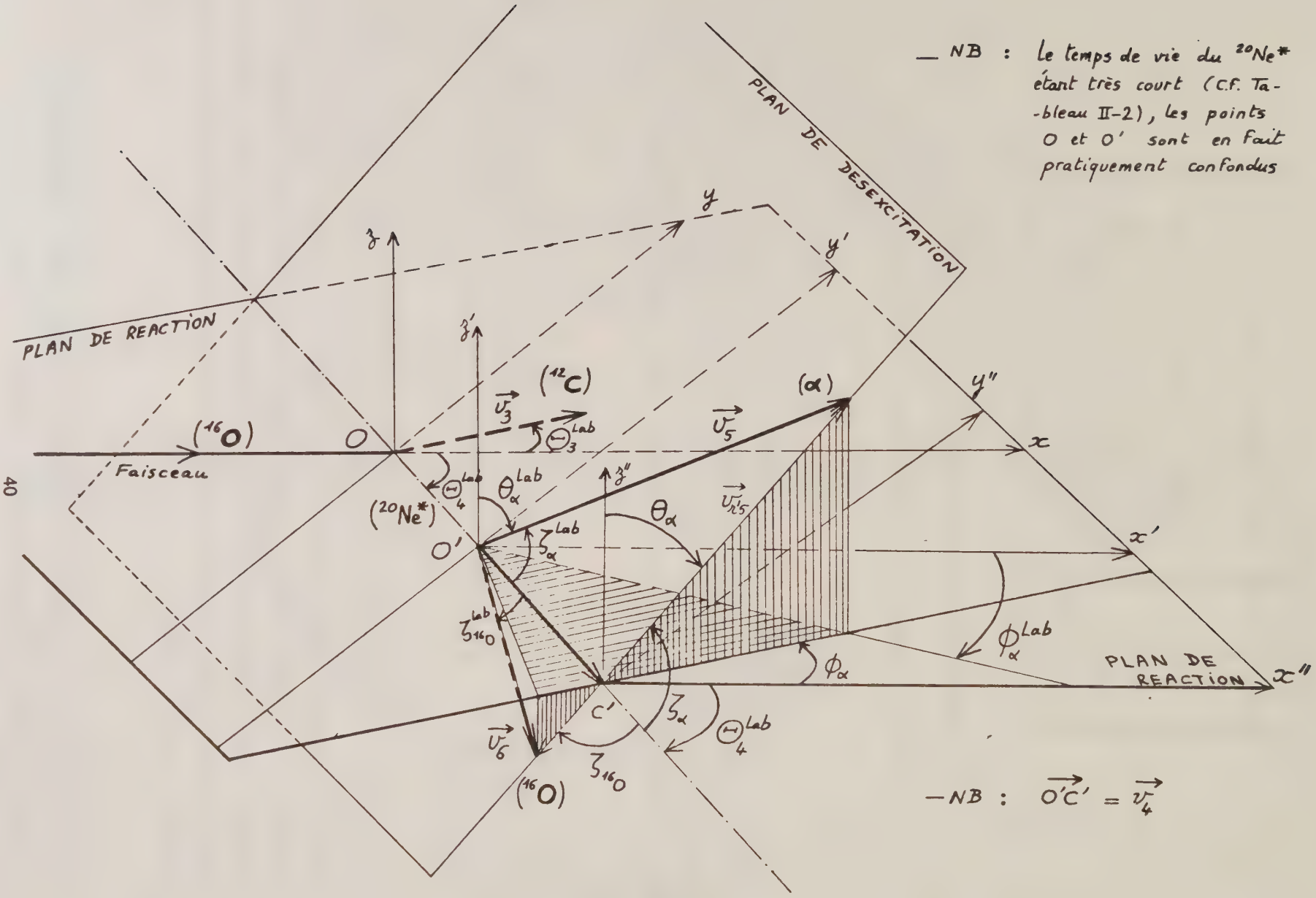
On désigne par $\zeta_5^{lab} = \zeta_\alpha^{lab}$ et $\zeta_6^{lab} = \zeta_{^{16}O}^{lab}$ les angles respectifs $(\vec{v}_4, \vec{v}_5)$ et $(\vec{v}_4, \vec{v}_6)$ (Fig.II-4). Il leur correspond les angles ζ_α et $\zeta_{^{16}O}$ dans le CM du système [5]-[6] (1).

Pour un plan de désexcitation donné, les énergies cinétiques T_5 et T_6 des α et des ^{16}O sont liées respectivement aux angles ζ_α^{lab} et $\zeta_{^{16}O}^{lab}$. Cette liaison est donnée par les graphes de la figure (II-5), dans le cas : E_{x_4} = 7,17 MeV et T_1 = 68 MeV (on a les mêmes genres de courbes pour les autres niveaux). Les allures particulières de ces graphes (courbe "fermée" pour les ^{16}O et "ouverte" pour les α) sont dictées par les conditions cinématiques ici étudiées et qui font que :

$$v_{r'_6} < v_4 < v_{r'_5} \qquad \text{(II-6a)}$$

---

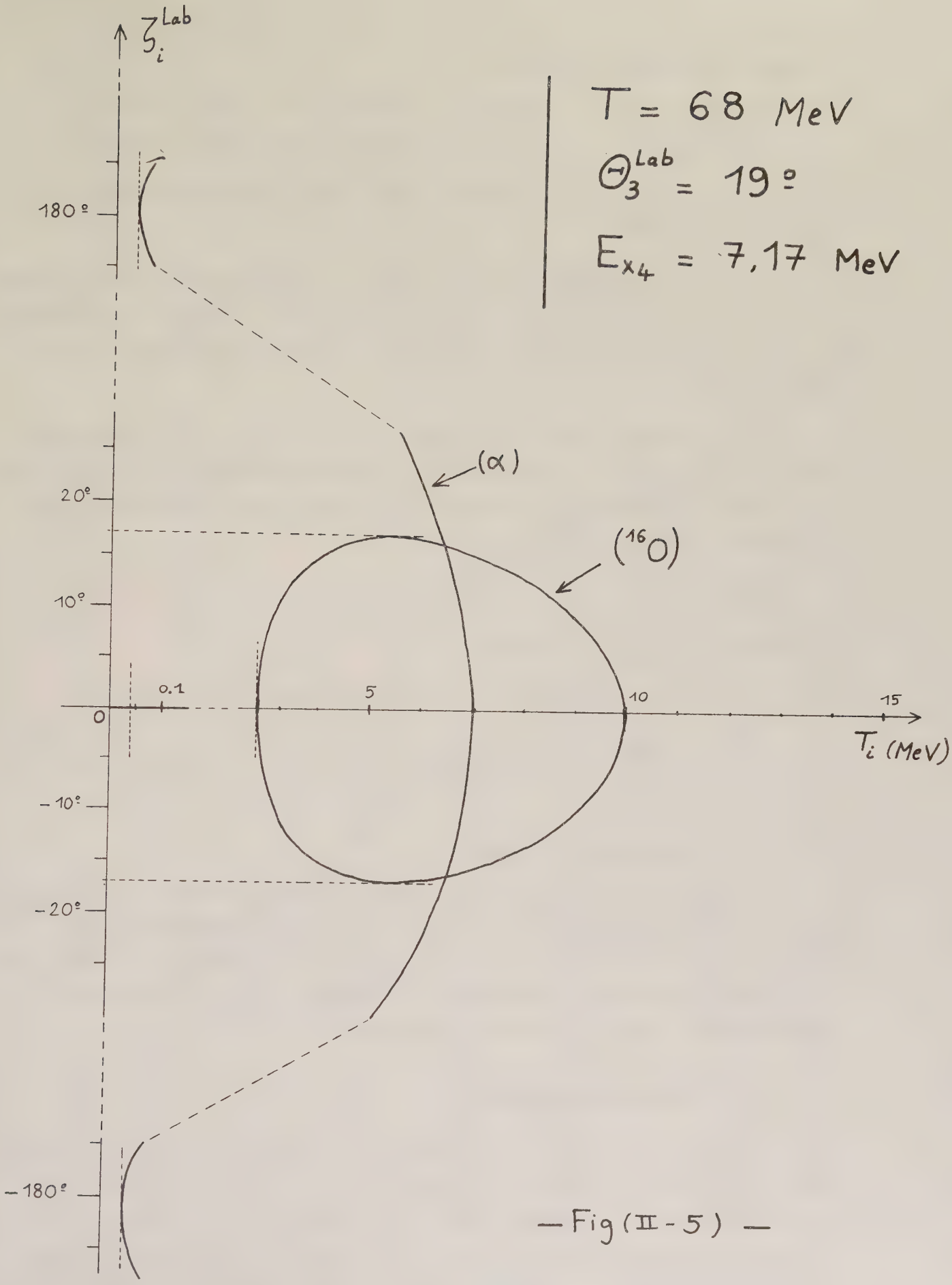
(1) *On explicitera toujours si on désigne un angle dans le laboratoire, ex : θ^{lab} ; dans le CM ce sera sous-entendu : $\theta^{CM} = \theta$.*



— Fig (II-4) —

— NB : Le temps de vie du $^{20}Ne^*$ étant très court (C.f. Tableau II-2), les points O et O' sont en fait pratiquement confondus

— NB : $\overrightarrow{O'C'} = \overrightarrow{v_4}$


ζ_i^{Lab}
T = 68 MeV
Θ_3^{Lab} = 19°
E_{x4} = 7,17 MeV
180°
20°
10°
0
-10°
-20°
-180°
0.1
5
10
15
T_i (MeV)
(α)
(^{16}O)

— Fig (II-5) —

On aurait pu être dans l'un des cas :

$v_4 < v_{r'_6} < v_{r'_5}$ (II-6b) courbes (α) et (^{16}O) "ouvertes"

$v_{r'_6} < v_{r'_5} < v_4$ (II-6c) courbes (α) et (^{16}O) "fermées".

Pour les expériences qui ont été effectuées, c'est l'inégalité (II-6a) qui a toujours été vérifiée.

Les valeurs maximales des angles $\zeta_{^{16}O}^{lab}$ pour les différents niveaux favorisés sont telles que tous les ^{16}O-secondaires sont émis dans un cône d'angle au sommet relativement restreint (autour de la direction moyenne de recul du $^{20}Ne^*$ (1)).

Cette situation présente un avantage du point de vue de la détection, dans la mesure où un grand nombre d'^{16}O-secondaires peuvent être détectés sur une surface relativement peu étendue, si elle est située assez près du lieu de la désexcitation du $^{20}Ne^*$.

C - LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental comprend deux parties distinctes :

1°) Un dispositif de détection,

2°) un dispositif électronique et d'acquisition des données.

C.1. Le dispositif de détection.

Le schéma de ce dispositif est donné par la figure (II-6). Le dispositif de détection est destiné à identifier et à mesurer avec précision l'énergie des ^{12}C, et à localiser les produits de désexcitation du $^{20}Ne^*$. Il est complété par une cage de Faraday et un moniteur pour le contrôle du faisceau et de l'état de la cible (Appendice B).

C.1.a. La détection des ^{12}C.

L'identification des ^{12}C est réalisée au moyen d'un dispositif (E,ΔE), placé à la sortie d'un spectromètre magnétique (Bacchus). A l'entrée de ce dernier est placé un diaphragme permettant de fixer Θ_3^{lab} avec une certaine

---

(1) *On désigne par là, la moyenne des directions des reculs des différents $^{20}Ne^*$ favorisés.*

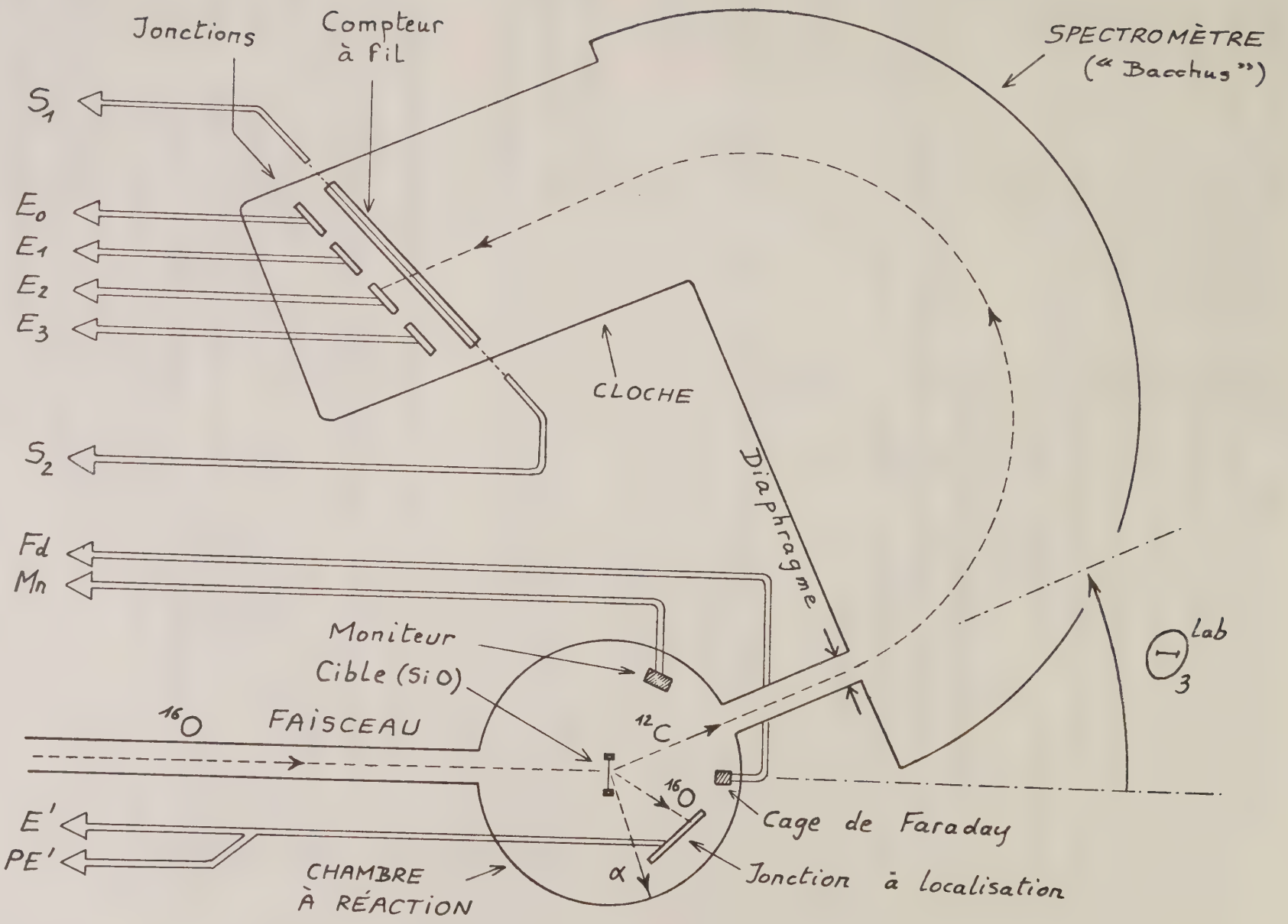


Fig (II-6)

NB – les proportions ne sont respectées que très grossièrement

ouverture angulaire. L'ensemble (Aimant-chambre) permet une variation de Θ_3^{lab} par tranches continues de 30° (Réf.7).

Les propriétés du matériel de détection des ^{12}C sont dictées essentiellement par les particularités cinématiques de la réaction principale. Les ^{12}C correspondant aux différents niveaux favorisés du $^{20}Ne^*$ ont des énergies cinétiques très voisines (Cf tableau (II-3) et figure (II-3)), qu'il est nécessaire de mesurer précisément pour bien séparer les niveaux du $^{20}Ne^*$. La résolution en énergie du seul dispositif (E,ΔE) est insuffisante pour réaliser une telle séparation. C'est pourquoi nous avons utilisé le spectromètre magnétique.

Le spectromètre magnétique Bacchus.

Un spectromètre magnétique possède la propriété de séparer les particules de rigidités magnétiques différentes. On rappelle que la rigidité magnétique Bρ est donnée par :

$$B\rho = \frac{\sqrt{Em}}{z\,e} \qquad \text{(II-7)}$$

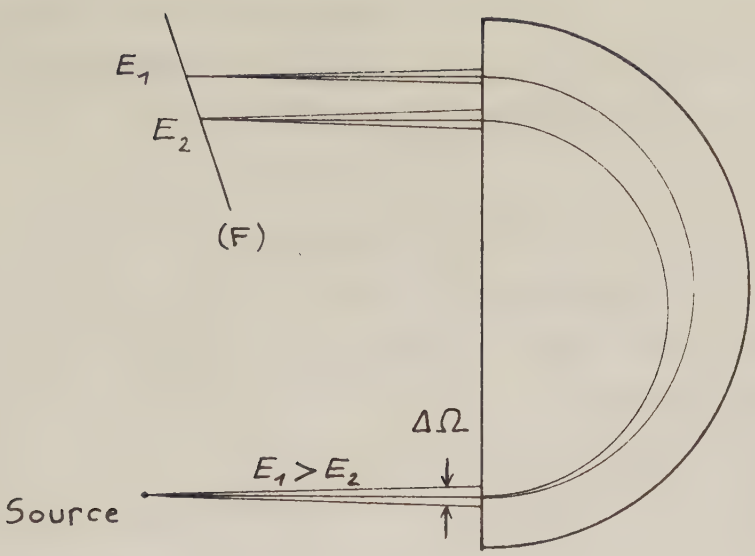
- ρ : rayon de la trajectoire de l'ion dans le champ magnétique B
- z : charge de l'ion
- m : masse de l'ion
- E : énergie cinétique de l'ion.

L'aimant utilisé focalise horizontalement et verticalement les ions de même énergie se présentant à la face d'entrée avec l'ouverture angulaire ΔΩ fixée par le diaphragme d'entrée. La focalisation a lieu dans un plan (F) appelé plan focal (Fig. II-7)

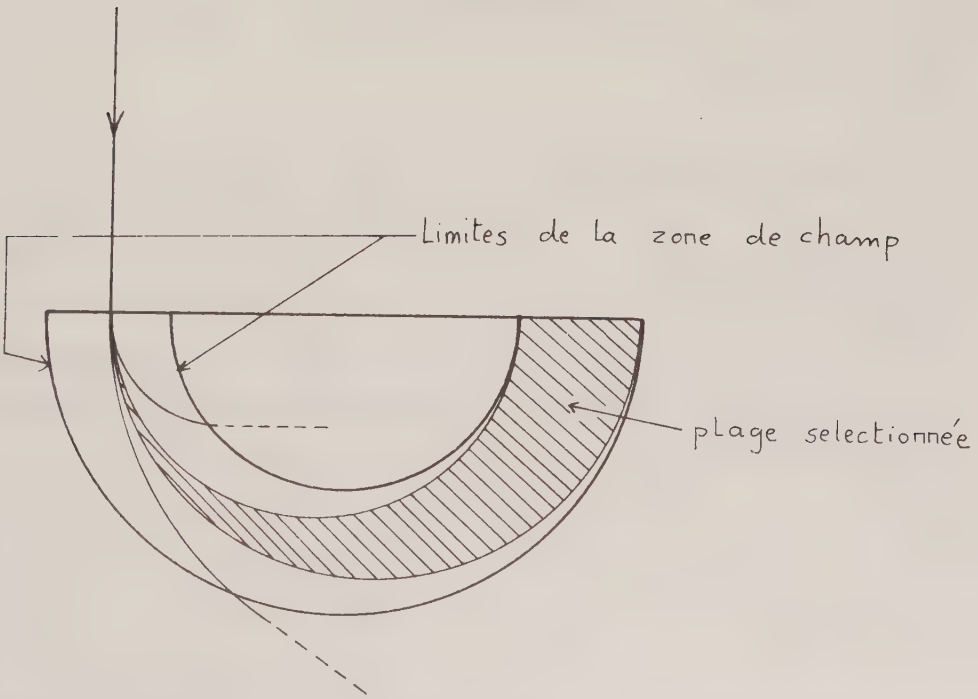
L'utilisation du spectromètre présente deux avantages essentiels :

1°) la possibilité d'explorer une faible plage en énergie des ^{12}C avec un bon étalement dans le plan focal: La bonne dispersion et les dimensions de la zone de champ de l'aimant font que ce dernier se comporte comme une loupe (Fig.II-8). Pour Bacchus, la plage en Bρ des particules sortantes est de l'ordre de 5%. Pour un type de particule donné sortant de l'aimant, la plage en énergie correspondante est donc de l'ordre de 10% (Cf exp.II-7). Ces 10% de plage en énergie sont étalés sur 20 cm dans le plan focal.

2°) la possibilité d'effectuer la correction cinématique à la détection des ^{12}C : la focalisation horizontale a lieu dans le plan focal (F) pour les ions de même énergie (Fig.II-7) issus, par exemple, d'une source radioactive. Avec une réaction nucléaire il en est autrement : en prenant l'exemple d'un niveau du $^{20}Ne^*$ dans la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$, on voit que l'énergie



- Fig(II-7) -



- Fig(II-8) -

cinétique T_3 des ^{12}C correspondants, varie avec Θ_3^{lab} (voir : Fig. (II-3) ; T_3 ↓ quand Θ_3^{lab} ↑). On peut considérer que cette variation est linéaire en première approximation. On montre alors, qu'au premier ordre, les trajectoires des ^{12}C considérées focalisent dans un plan (F') décalé par rapport à (F) d'une distance D appelée déplacement cinématique (Fig. (II-9), (Réf. 7 et 8)

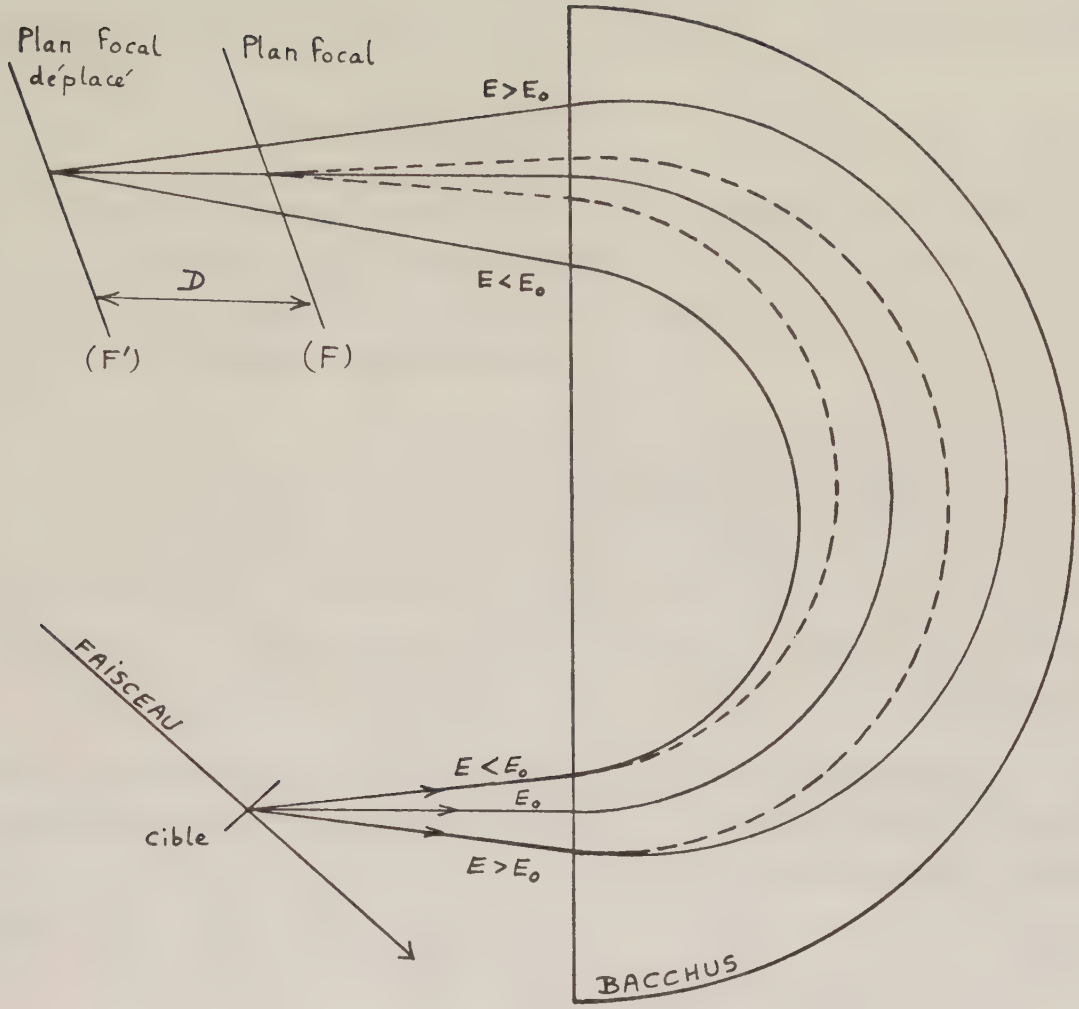
Pour toutes les énergies d'excitation possibles du $^{20}Ne^*$, les ^{12}C correspondants focalisent dans le même plan F' (Réf.8). Aux différents niveaux du $^{20}Ne^*$ favorisés correspondent ainsi différents points de focalisation des trajectoires des ^{12}C dans le plan (F'). On voit sur le tableau (II-3) que la plage en énergie des ^{12}C issus de la réaction principale et relatifs aux différents niveaux favorisés du $^{20}Ne^*$ est d'environ 8%. Compte tenu des valeurs de T_3 pour les différents niveaux favorisés (Cf tableau (II-3)), les points de focalisation correspondant aux différents niveaux favorisés sont séparés par des distances de l'ordre de quelques centimètres dans le plan (F'). On voit donc que le dispositif d'identification doit permettre également la mesure de la position du passage des ions avec une précision bien inférieure au cm. Le détecteur donnant cette localisation doit être placé dans le plan (F') où la séparation des différents ^{12}C est la meilleure et non dans le plan focal (F) (correction cinématique).

Des deux avantages décrits ci-dessus, il résulte que l'on peut détecter les ^{12}C issus de la réaction principale avec une très bonne résolution en énergie (∿ 120 keV , limite qui comporte une contribution importante des effets de cible).

Le dispositif (E,ΔE). La mesure de ΔE est faite par un compteur proportionnel à fil qui sert aussi à donner la position du passage de la particule chargée à travers le compteur. A l'endroit où la particule a traversé le compteur en y perdant l'énergie ΔE, une charge électrique proportionnelle à ΔE apparaît sur le fil et se sépare en deux parties inversement proportionnelles aux résistances rencontrées jusqu'aux extrémités du fil où apparaissent les signaux S_1 et S_2 tels que :

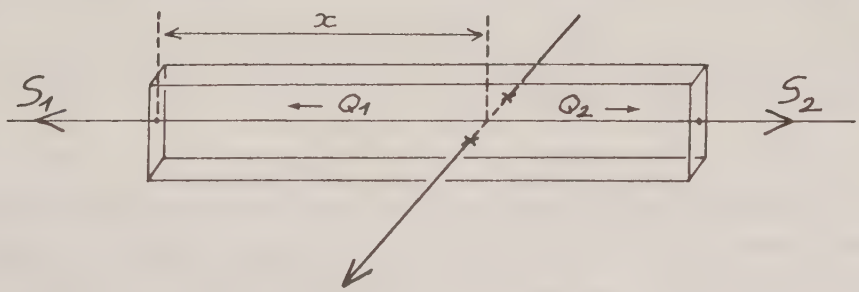
$$\begin{cases} \Delta E \propto S_1 + S_2 & \text{(II-8)} \\ x \propto \dfrac{S_1}{S_1 + S_2} & \text{(II-9)} \end{cases}$$

x : distance sur le fil, entre l'endroit du passage de la particule et l'extrémité du fil où arrive le signal S_1.(Fig. II-10).



— Fig (II - 9) —

(D : déplacement cinématique)



— Fig (II - 10) —

Compteur proportionnel à fil

Le principe de fonctionnement de ce compteur est décrit plus en détail dans (Réf.6). La position x donnée par (II-9) est une fonction linéaire de la rigidité magnétique Bρ, lorsque la détection a lieu dans le plan focal (F) :

$$B\rho \propto \frac{S_1}{S_1+S_2} + B\rho_o \qquad \text{(II-10)}$$

Si la détection a lieu dans le plan (F'), cette formule n'est vraie que pour les ions arrivant sur le compteur avec un même angle d'incidence θ_i :

$$B\rho(\theta_i) = K(\theta_i) \times \frac{S_1}{S_1+S_2} + B\rho_o(\theta_i) \qquad \text{(II-10)'}$$

Le compteur est placé dans le plan (F') où est effectuée la mesure de localisation. La précision en position du compteur est largement suffisante ($\sim$ 1 mm) pour séparer les ^{12}C focalisant dans (F'). Dans ces conditions, c'est l'expression (II-10)' qui relie les informations S_1 et S_2 à la rigidité magnétique. Cependant, on conviendra, dans la suite, de désigner par Bρ la grandeur : $S_1/(S_1+S_2)$.

La mesure de $E-\Delta E = E_{résiduel}$ des ions ^{12}C ayant traversé le compteur s'effectue au moyen d'un lot de 4 jonctions placées de front derrière le compteur. On rappelle que :

$$E \times \Delta E \simeq k\, m\, Z^2 \qquad \text{(II-11)}$$

- Z : numéro atomique de l'ion
- m : masse de l'ion
- k : constante dépendant de la nature et de l'épaisseur du compteur.

(Expression approchée valable pour : $\Delta E \ll E$.)

Cette formule montre donc que la perte d'énergie ΔE à l'énergie incidente E dépend de la nature de la particule. Le dispositif (E,ΔE) permet donc d'identifier la nature de la particule détectée (moyennant certaines conditions entre autres : E assez grand).

. On note que l'ensemble (spectromètre - dispositif (E,ΔE)) permet une meilleure identification que le seul dispositif (E,ΔE). D'après (II-7) et (II-11), on voit que les variations relatives de E et ΔE, pour un Bρ donné, sont :

$$\frac{dE}{E} = \begin{cases} -\frac{dm}{m} & \text{à z, Z fixés} \\ 2\frac{dz}{z} & \text{à m, Z fixés} \\ 0 & \text{à m, z fixés} \end{cases} \qquad \frac{d(\Delta E)}{\Delta E} = \begin{cases} 2\frac{dm}{m} & \text{à z, Z fixés} \\ -2\frac{dz}{z} & \text{à m, Z fixés} \\ 2\frac{dZ}{Z} & \text{à m, z fixés (1)} \end{cases}$$

(donc pas de variation avec Z)

Pour des masses de l'ordre de celles du ^{12}C et des états de charges $z = 6^+$, on a les ordres de grandeur :

	$Z \to Z+1$	$A \to A+1$	$z \to z+1$
$\frac{d(\Delta E)}{\Delta E}$	33 %	16 %	- 33 %
$\frac{dE}{E}$	0	- 8 %	33 %

Pour des détecteurs placés dans le plan focal (F) et pour une particule donnée, la plage en énergie correspondant à chacune des jonctions Ej vaut 2,5%. On peut ainsi montrer que les particules différant par A, Z ou z ,seront bien séparées sur chaque spectre ($Ej_{résiduel} \times \Delta E$) (Fig.II-11). Cette conclusion reste vraie pour les détecteurs placés dans le plan focal déplacé (F') (Réf.8).

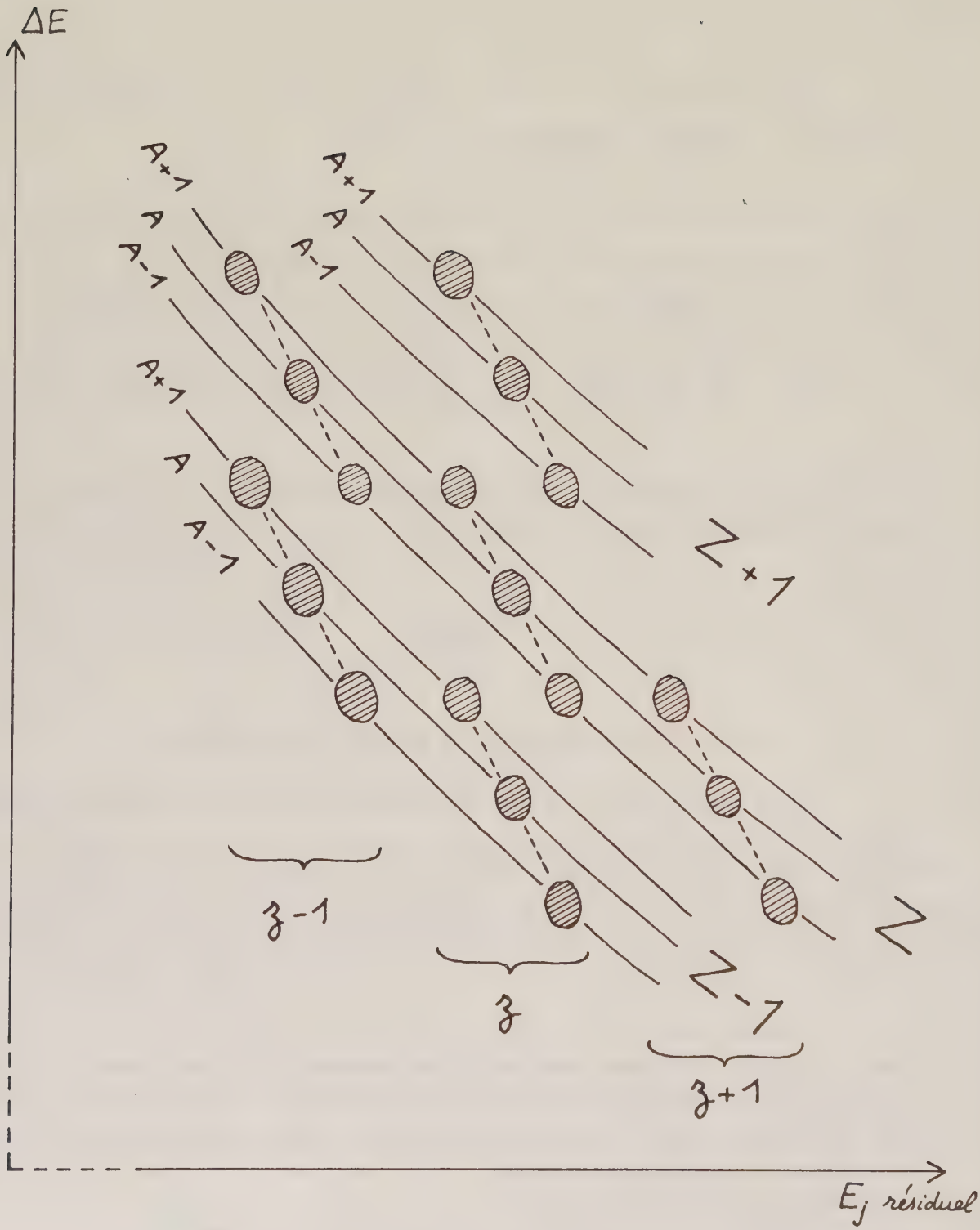
C.1.b. *La détection des α et des ^{16}O secondaires.*

La détection des α et des ^{16}O secondaires est effectuée au moyen d'une jonction à localisation placée dans la chambre à réaction (Fig.II-6) et fournissant les signaux énergie (E') et position (PE') (2). La connaissance de la position de la jonction par rapport au processus étudié permet de retrouver les angles (θ,ϕ) d'émission des α et des ^{16}O détectés dans le CM [5]-[6].

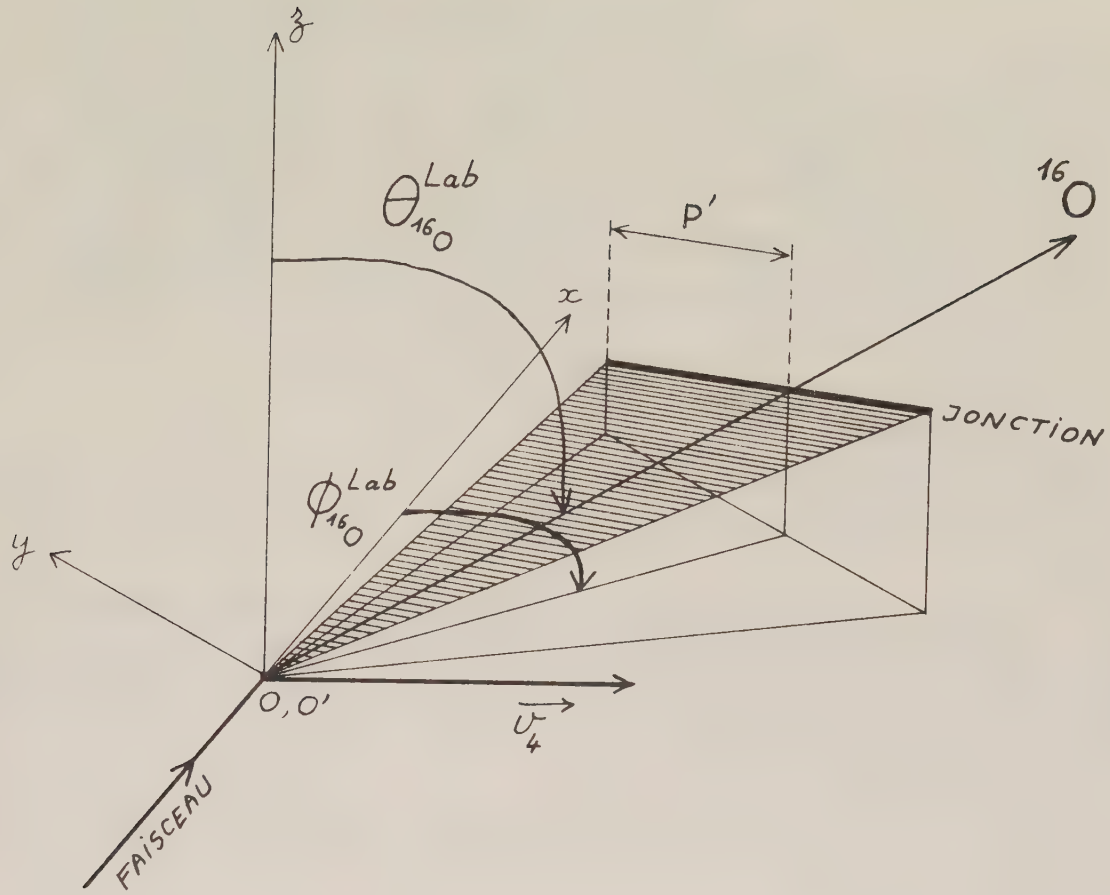
Considérons en effet une position quelconque de la jonction (Fig.II-12) dont on assimile la zone sensible à un segment de droite et dont on considère qu'elle fournit une mesure parfaite de l'énergie et de la position. On ne considère que la détection des ^{16}O(par exemple). Il y a une correspondance biunivoque entre

(1) *donc à E fixé d'après (II-7).*

(2) *La position P' est donnée par : $p' = \frac{PE'}{E'}$ voir appendice C.*



— Fig (II-11) —


z
$\theta^{Lab}_{16_O}$
^{16}O
P'
x
JONCTION
$\phi^{Lab}_{16_O}$
y
O, O'
$\vec{v}_4$
FAISCEAU

— Fig (II - 12) —

les positions P' et les directions d'émission dans le laboratoire $(\theta^{lab}_{^{16}O}, \phi^{lab}_{^{16}O})$ des ^{16}O détectées ; si, en plus, on précise l'énergie E' de ces ^{16}O, cette correspondance peut s'écrire :

$$(P',E')_{^{16}O} \leftrightarrow (\theta^{lab}_{^{16}O}, \phi^{lab}_{^{16}O}, E')$$

Par passage du laboratoire au centre de masse, on peut retrouver de façon univoque la direction $(\theta_{^{16}O}, \phi_{^{16}O})$ d'émission dans le CM [5]-[6], de l'^{16}O caractérisée par $(\theta^{lab}_{^{16}O}, \phi^{lab}_{^{16}O}, E')$: $(\theta_{^{16}O}, \phi_{^{16}O}) \leftrightarrow (\theta^{lab}_{^{16}O}, \phi^{lab}_{^{16}O}, E')$. Donc, les couples $(P',E')_{^{16}O}$ donnés par la jonction et les directions d'émission des particules dans le CM [5]-[6] sont liés par une correspondance biunivoque :

$$(P',E')_{^{16}O} \leftrightarrow (\theta_{^{16}O}, \phi_{^{16}O}) \qquad \text{(II-12)}$$

Cette correspondance est simple pour certaines positions particulières de la jonction, que l'on aura donc avantage à utiliser (Fig.II-13a et II-13b).

1. Jonction dans le plan de réaction horizontal, perpendiculaire à la direction de recul du $^{20}Ne^*$ (Fig. II-13a).

On a dans ce cas

$$\theta^{lab}_{^{16}O} = \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \phi^{lab}_{^{16}O} = \Theta_4^{lab} + \zeta^{lab}_{^{16}O}$$

On en tire :

$$\begin{cases} \theta_{^{16}O} = \dfrac{\pi}{2} \\ \phi_{^{16}O} = \Theta_4^{lab} + \zeta_{^{16}O} \end{cases} \qquad \text{(II-13)}$$

avec :

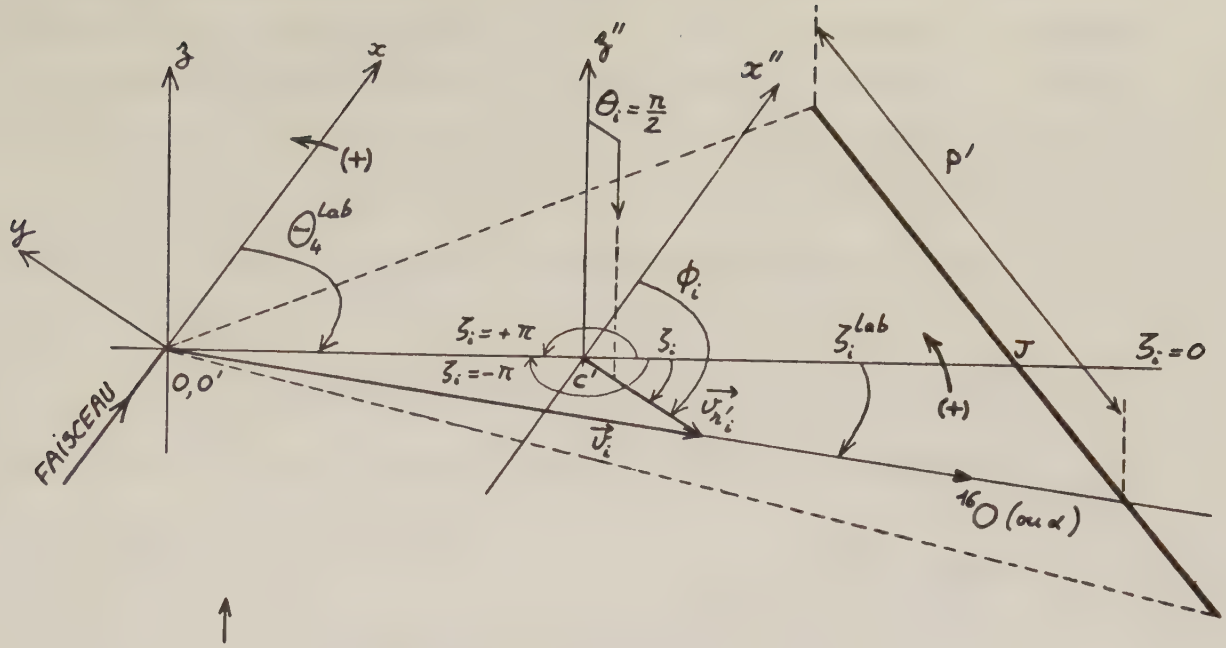
$$\frac{\sin \zeta^{lab}_{^{16}O}}{\sin \zeta_{^{16}O}} = \frac{v_{r'_6}}{v_6} \qquad \text{(II-14)}$$

ce dernier rapport dépendant de $E' = T_6$.

Si D désigne la distance OJ entre la jonction et l'origine et ℓ la longueur de la jonction (Fig.II-13a), on a :

$$P' = -D \operatorname{tg} \zeta^{lab}_{^{16}O} + \frac{\ell}{2} \qquad \text{(II-15)}$$

Donc, si on trace la courbe donnant (pour les ^{16}O), les valeurs possibles de P' en fonction de E', on obtient une courbe qui ressemble à celle de la



- Fig (II-13-a) - Jonction horizontale (Plan Ox, Oy)
- Fig (II-13-b) - Jonction verticale (Plan C'z'', OJ)

NB : $\overrightarrow{O'C'} = \vec{v}_4$

$OJ = D$

- Voir aussi la Fig (II-4) -

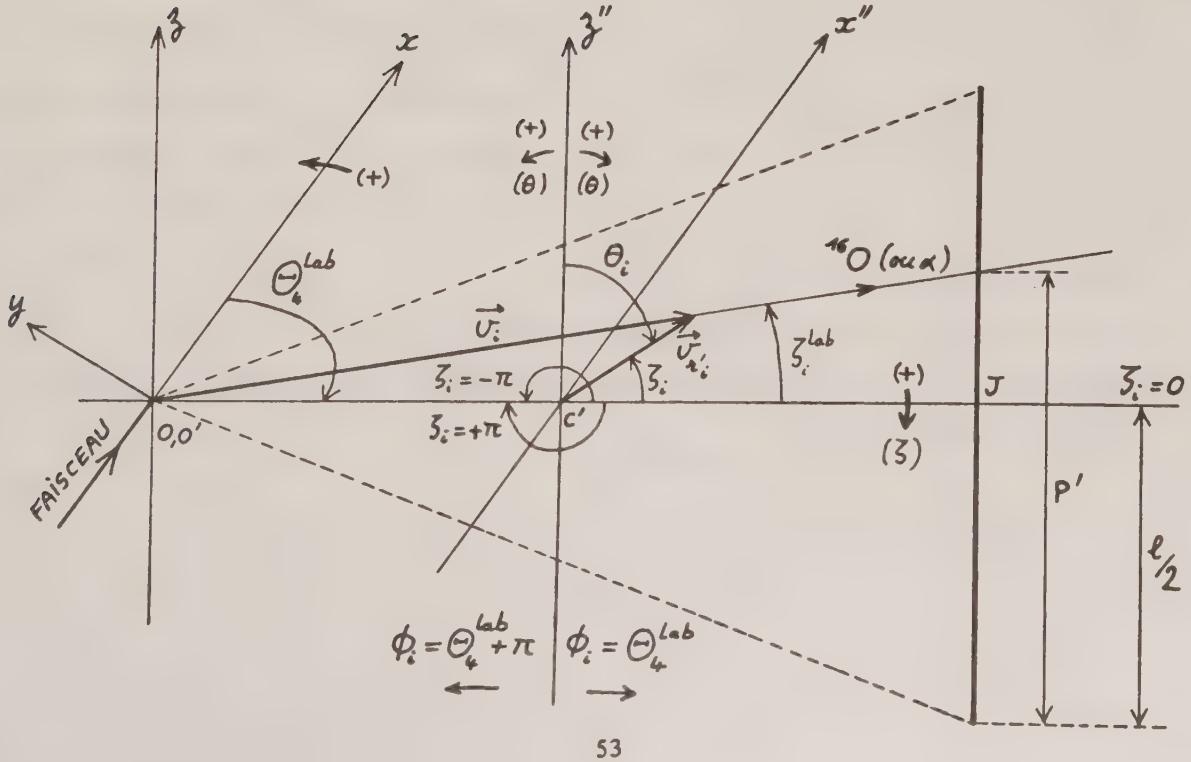


figure (II-5), l'ordonnée P' étant une fonction monotone croissante de $\zeta^{lab}_{^{16}O}$ (Fig.II-14). Par conséquent les détections successives des ^{16}O par la jonction donneront des points $(E',P')_{^{16}O}$ qui se placeront sur la courbe (^{16}O) de la figure (II-14); donnant une image de la fonction de corrélation $W(\theta_{^{16}O},\phi_{^{16}O})$, le couple $(\theta_{^{16}O},\phi_{^{16}O})$ étant lié par (II-12) à $(E',P')_{^{16}O}$ et la correspondance (II-12) étant donnée par (II-13), (II-14) et (II-15).

2. Jonction verticale, perpendiculaire à la direction du recul du $^{20}Ne^*$ (Fig.II-13b).

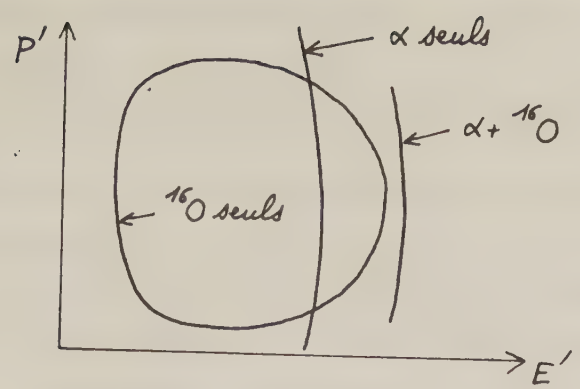
La correspondance (II-12) est donnée cette fois par

$$(II\text{-}13)'\quad \begin{cases} \theta_{^{16}O} = \frac{\pi}{2} + \zeta_{^{16}O} \text{ , pour } -\frac{\pi}{2} \leqslant \zeta_{^{16}O} \leqslant \frac{\pi}{2} \\ \phi_{^{16}O} = \Theta_4^{lab} \end{cases} \begin{cases} \theta_{^{16}O} = \frac{3\pi}{2} - \zeta_{^{16}O} \text{ , pour } \frac{\pi}{2} \leqslant \zeta_{^{16}O} \leqslant \pi \\ \theta_{^{16}O} = \frac{-\pi}{2} - \zeta_{^{16}O} \text{ , pour } -\pi \leqslant \zeta_{^{16}O} \leqslant -\frac{\pi}{2} \\ \phi_{^{16}O} = \Theta_4^{lab} + \pi \end{cases}$$

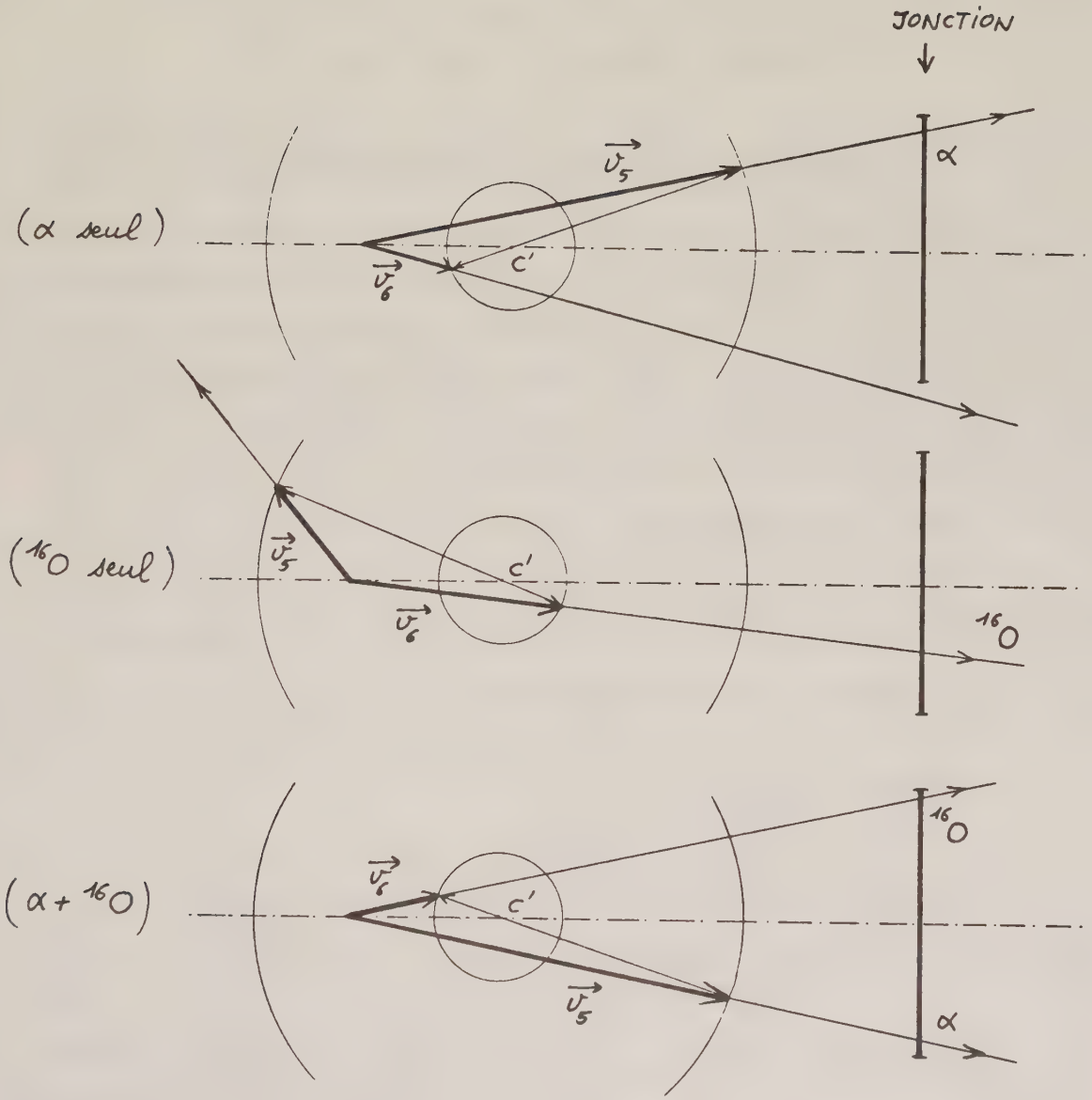
et par (II-14) et (II-15). Le graphe des couples possibles (E',P') est le même que celui de la figure (II-14) (symétrie de révolution autour de la direction de recul du $^{20}Ne^*$).

Il existe une correspondance telle que (II-12) pour les α détectés et dans les cas simples des figures (II-13a) et (II-13b) les transformations sont analogues à celles qui viennent d'être explicitées pour les ^{16}O. Le graphe des couples $(E',P')_\alpha$ possibles est indiqué sur la figure (II-14).

Dans les conditions concrètes de l'expérience, on détecte les produits de désexcitation relatifs à plusieurs niveaux du $^{20}Ne^*$. Les directions de recul de ces derniers ne sont pas rigoureusement perpendiculaires à la jonction qui a été placée perpendiculairement à une direction moyenne par rapport à ces différents reculs (direction moyenne de recul). Les écarts entre ces différentes directions de recul étant faibles (Fig. II-3), la formule (II-15) (établie pour $\vec{v}_4$ perpendiculaire à la jonction) reste cependant valable avec une bonne approximation.



– Fig (II - 14) –



– Fig (II - 15) –

D'autre part, il arrive que la jonction détecte en même temps un α et un ^{16}O (Fig.II-15) (1) ; enfin, la mesure (E'P') n'étant pas parfaite, différents facteurs d'élargissement interviennent (ouverture de la jonction, dimensions du faisceau etc...). Il en résulte que les points (E',P') expérimentaux sont répartis au voisinage des trois courbes de la figure (II-14) (2).

On reviendra sur ces questions dans la partie consacrée au dépouillement ; on retient ici que c'est à partir des spectres bidimensionnels expérimentaux (E'xP'), contenant les coups relatifs aux détections des α et des ^{16}O issus d'un $^{20}Ne^*$ dans un niveau donné, que l'on obtiendra les fonctions de corrélations expérimentales $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$ pour chaque niveau étudié. Le rendement de l'opération est bon pour les ^{16}O, car on a : $^{max}\zeta^{lab}_{^{16}O} \simeq$ l'angle sous-tendu à partir de O par la jonction. On récolte ainsi pratiquement tous les ^{16}O émis dans le plan correspondant à la jonction.

C.2. L'électronique et l'acquisition des données.

Le schéma complet du dispositif est donné par la figure (II.16). La fonction de l'électronique et du système d'acquisition des données est de traiter les signaux envoyés par le dispositif de détection afin de fournir un certain nombre d'informations sous forme de données numériques susceptibles d'être enregistrées sur bande pour une analyse ultérieure. Ces informations sont également traitées pour permettre un contrôle en ligne de l'expérience.

C.2.a. L'électronique.

C.2.a.1. Fonctionnement

Les informations que l'on cherche à obtenir sont de deux sortes :

- les premières, purement quantitatives, donnent les valeurs des intensités des signaux S_1, S_2, E_j, E', PE' et constituent le résultat de la mesure proprement dite.
- les secondes servent à reconnaître si cette mesure a été faite sur un événement du type $[^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O]$.

Ainsi l'électronique a un double rôle.

1°) D'une part, mettre en temps et transférer (après amplification) les signaux linéaires S_1, S_2, E_j, E' et PE' vers le système d'acquisition, ainsi

(1) *d'où la courbe correspondant à ces détections ($\alpha+^{16}O$) sur la figure (II-14).*

(2) *on note par ailleurs que pour la correspondance (II-12), il faut tenir compte des ralentissements dans la cible et la fenêtre d'entrée de la jonction ($E' \lesssim T_6$).*

que le signal "j" donnant le numéro j de la jonction ayant fourni le signal linéaire E_j (les jonctions sont numérotées : 0, 1, 2, 3).

2°) D'autre part, produire d'autres signaux destinés à "qualifier" l'événement et dont on peut aussi se servir pour décider si l'acquisition doit avoir lieu ou non. Ces signaux sont les suivants :

* D et V : déclenchement et validation. Ces signaux commandent l'acquisition, les opérations s'effectuant de la façon suivante (Fig.II-17) :

1) arrivée du signal D au temps t=0
2) entre $t_1 = 1$ µs et $t_2 = 6$ µs, arrivée des signaux linéaires : S_1, S_2, E_j, E', PE' et CTA (voir plus loin).
3) arrivée du signal V au temps $t_3 = 10$ µs.

L'acquisition ne commence que si D est présent, elle est annulée si V n'est pas arrivé au bout du temps t_3. L'acquisition assure également la prise en compte des signaux logiques j, PUR, COINC (voir plus loin).

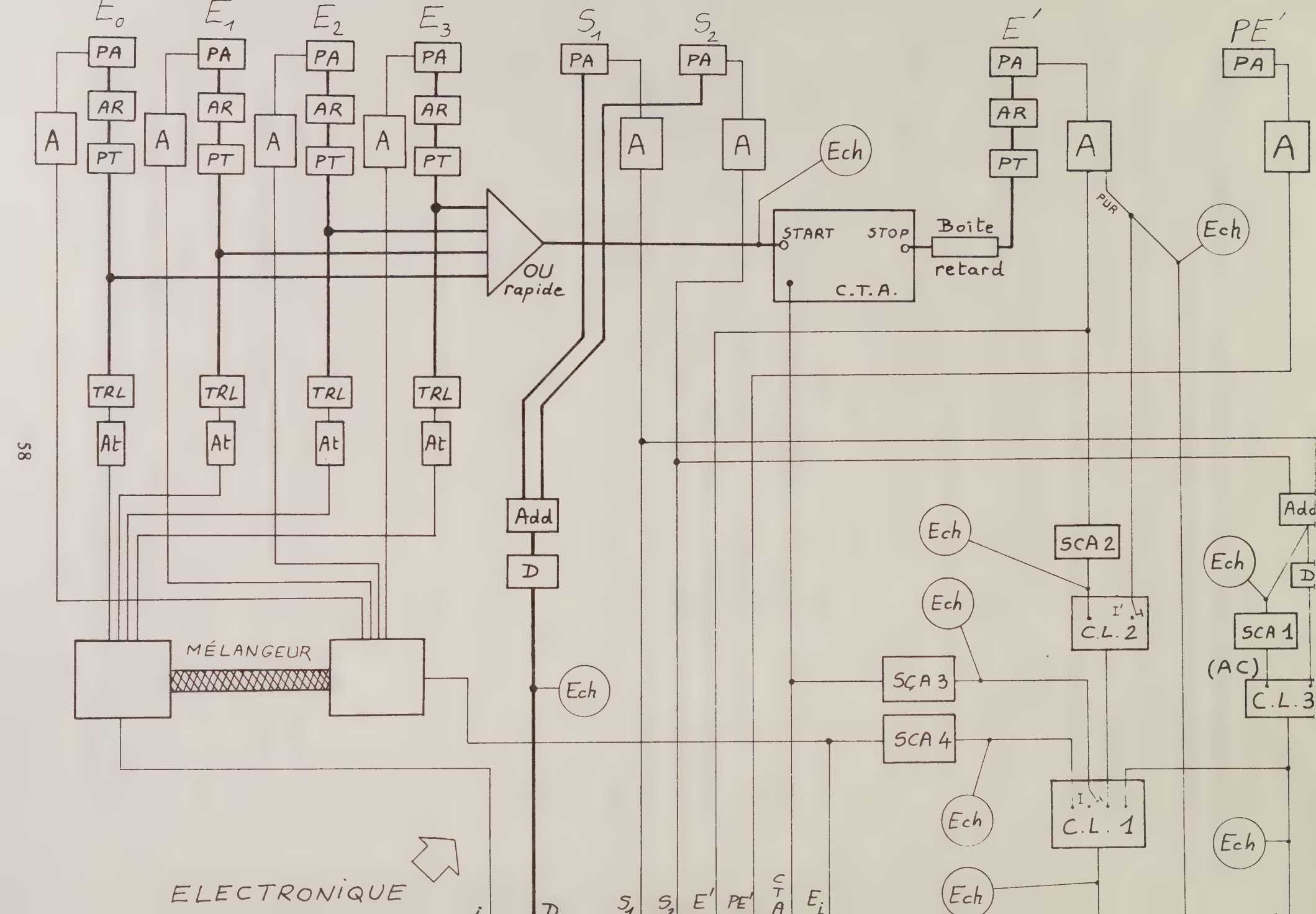
On voit sur le schéma de la figure (II-16) que les événements sont pris en compte si on observe une détection dans le compteur (déclenchement) et si, de plus, la perte d'énergie ΔE est plus grande ou plus petite que la bande sélectionnée par le SCA1 (validation). Cette bande correspond aux ^{16}O ayant une rigidité magnétique située dans la plage sélectionnée par l'aimant. Parmi ces ^{16}O, on trouve des ^{16}O du faisceau dont les trajectoires ont subi des perturbations d'origines diverses et qui se retrouvent émis vers l'aimant avec la bonne énergie. D'autre part, selon la plage en (Bρ) sélectionnée par l'aimant, on peut trouver ceux correspondant aux diffusions élastiques et inélastiques :

$$^{16}O(^{16}O,^{16}O)^{16}O$$
$$^{28}Si(^{16}O,^{16}O)^{28}Si$$
$$^{12}C(^{16}O,^{16}O)^{12}C \quad (1)$$

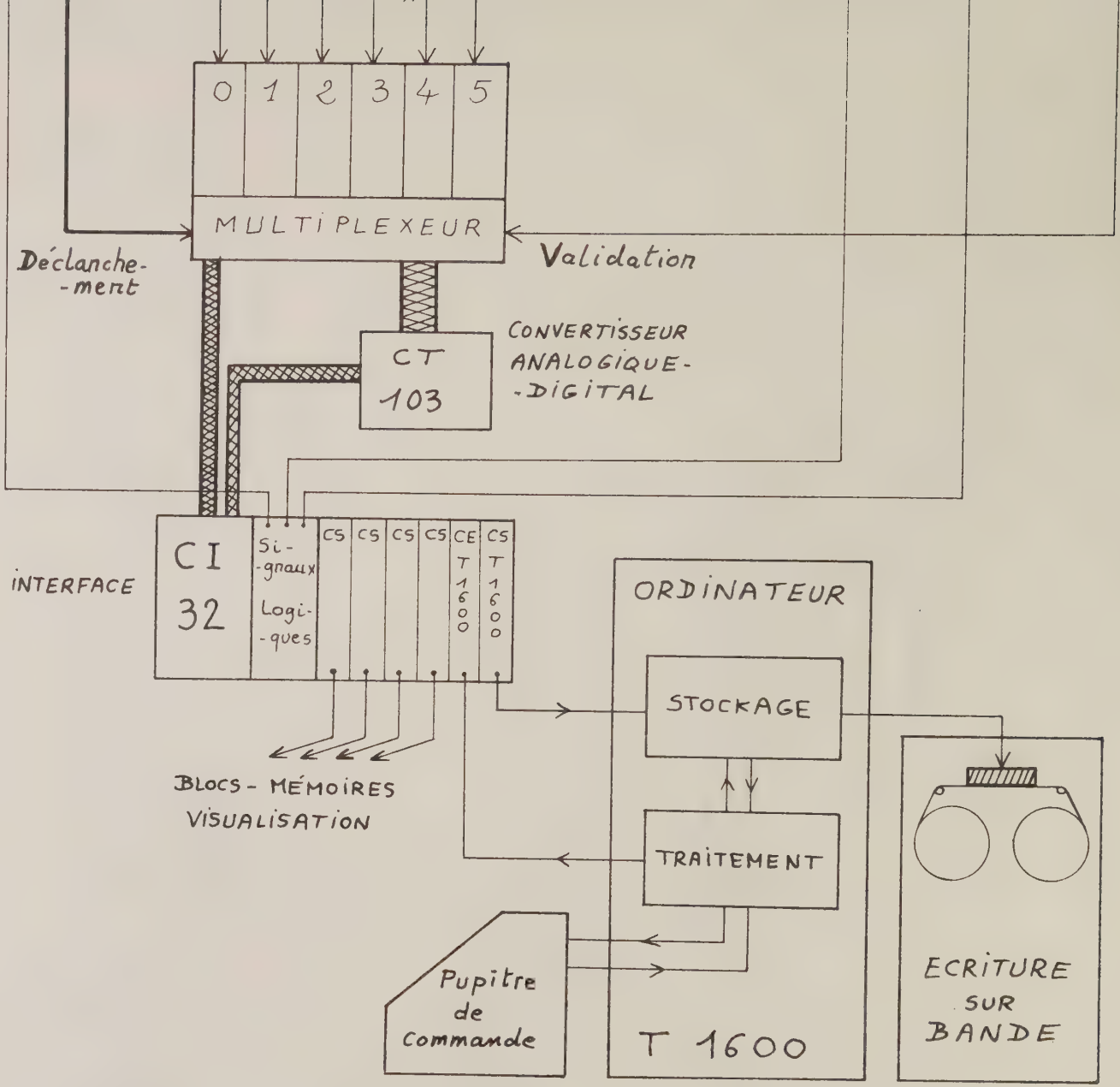
En plaçant la bande en ΔE sur le SCA1, on évite donc la prise en compte de ces événements inintéressants pour notre expérience. Finalement, sont pris en compte une majorité d'événements : $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$.

* Le signal CTA : signal proportionnel à l'écart en temps entre les signaux se présentant aux deux entrées du convertisseur temps-amplitude; ici :

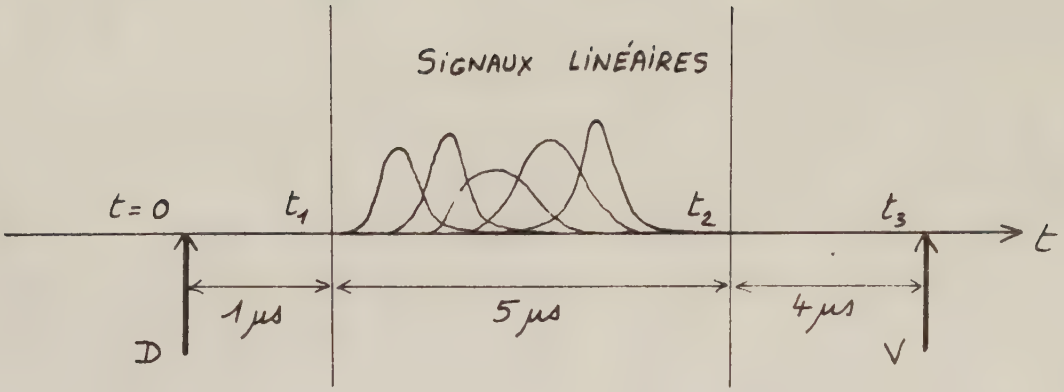
(1) *Il y a parfois un dépôt de carbone sur la cible. Voir Appendice B sur le moniteur.*


E_0
E_1
E_2
E_3
S_1
S_2
E'
PE'
PA
AR
PT
A
TRL
At
OU rapide
Ech
START
STOP
C.T.A.
Boite
retard
PUR
Add
D
MÉLANGEUR
SCA 1
SCA 2
SCA 3
SCA 4
C.L. 1
C.L. 2
C.L. 3
I'
(AC)
ELECTRONIQUE
S_1
S_2
E'
PE'
CTA
E_i

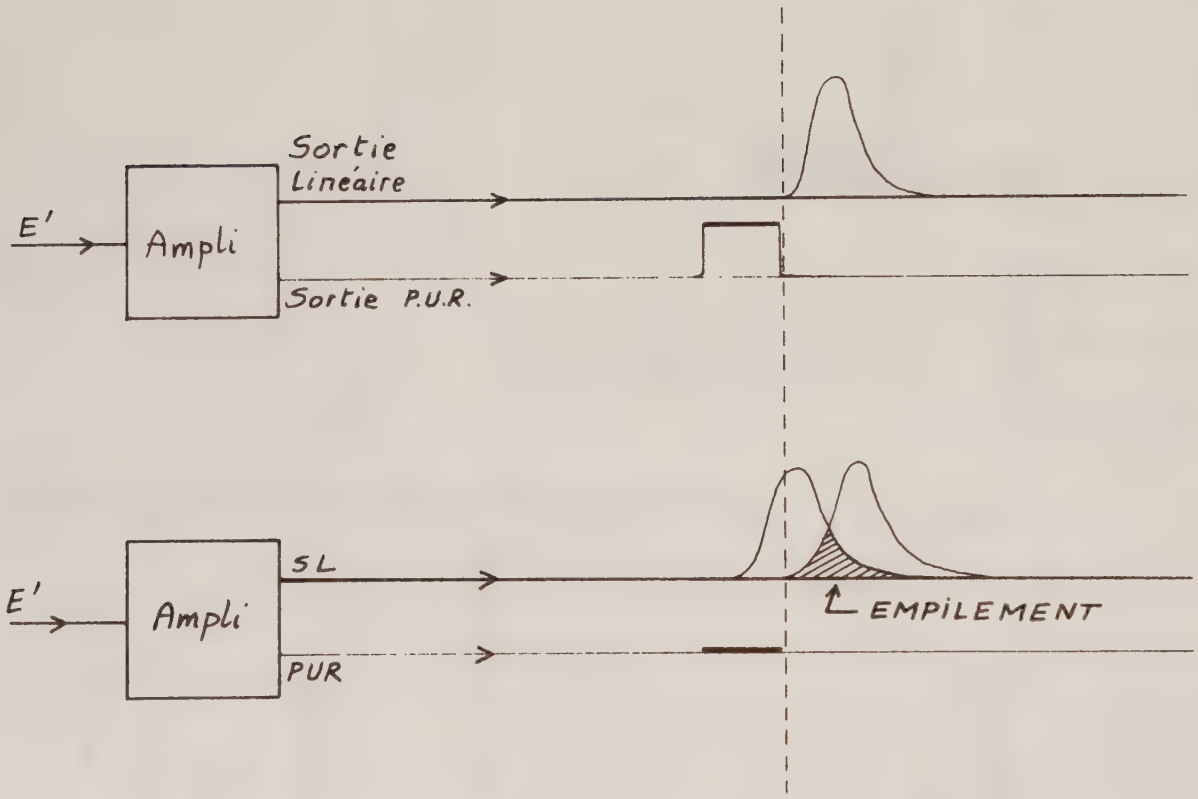
A : Ampli linéaire
AC : Anti - coïncidence
Add : Additionneur
AR : Ampli rapide
At : Atténuateur
CL : Coïncidence lente
CE : Coupleur d'entrée
CS : Coupleur de sortie
CTA : Convertisseur temps-amplitude
D : Discriminateur
Div : Diviseur
Ech : Echelle de comptage
PA : Pré-ampli
PT : Prise de temps
SCA : Sélecteur mono-canal
TRL : Convertisseur rapide-lent



— Fig (II-16) —



— Fig (II-17) —



— Fig (II-18) —

E_j et E'. Si un événement du type $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*} \rightarrow \alpha + ^{16}O$ se produit, avec détection de l'α et(ou) de l'^{16}O dans la jonction de la chambre et détection du ^{12}C par le compteur et l'une des jonctions E_j, le CTA donne donc un signal et l'accumulation d'un grand nombre de tels événements forme un pic sur le spectre en CTA (coïncidences vraies).

* PUR - Signal logique émis avec le signal E' amplifié si ce dernier n'est pas "empilé" sur un autre signal E' (Fig.II-18).

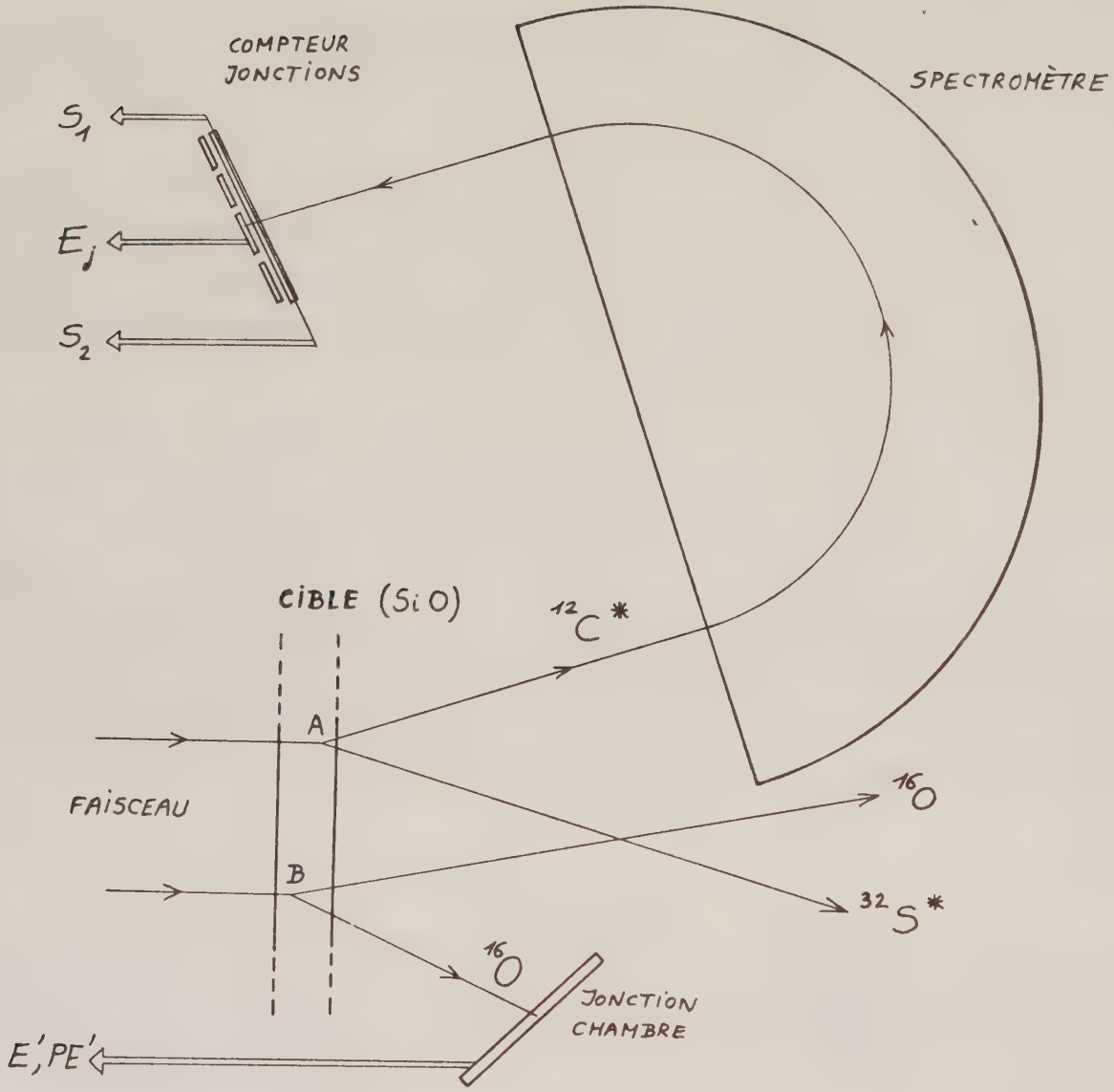
* COINC - Signal sortant de la coïncidence lente CL1 (Fig.II-16) La coïncidence est établie entre le compteur, les jonctions E_j et le signal E' de la jonction de la chambre. Un interrupteur (clé I) permet de mettre en coïncidence le signal CTA.

C.2.a.2. Les coïncidences vraies et fortuites.

On dispose ainsi de plusieurs moyens pour détecter une coïncidence vraie avec un taux de coïncidences fortuites plus ou moins grand. (La figure (II-19) donne un exemple de coïncidence fortuite). Les différents cas sont résumés dans le tableau (II-4) suivant, où l'on ne considère que les lots de signaux pris en compte par l'acquisition (D et V présents).

Tableau II-4

	Signaux présents à l'acquisition + conditions supplémentaires	Résolution en temps (τ)	Efficacité	Taux de fortuites (voir texte)
A	(S_1, S_2) (E')	5 µs	Efficacité du compteur	23%
B	(S_1, S_2) E_j (E') + COINC	2 µs	Efficacité des jonctions	9%
C	(S_1, S_2) E_j (E') COINC + CTA	400 ns	Efficacité des jonctions	2%
D	S_1, S_2, E_j E' COINC CTA + fenêtre sur le pic du spectre CTA	70 ns	Efficacité des jonctions	0,5%



— en A : Réaction : $^{28}Si\,(^{16}O, ^{12}C^*)\,^{32}S^*$

— en B : Diffusion élastique } $^{16}O\,(^{16}O, ^{16}O)\,^{16}O$

— Fig (II-19) —

EXEMPLE DE COÏCIDENCE FORTUITE

Cas A : Le signal (S_1,S_2) arrive, après le déclenchement, au bout d'un temps $t_o = 3\ \mu s$ fixé, et tel que $t_1 < t_o < t_2$. L'autre signal (E') doit arriver également entre les temps t_1 et t_2 pour être pris en compte. L'intervalle de temps pendant lequel un signal (E') peut arriver est donc : $\tau = t_2 - t_1 = 5\ \mu s$ dans notre expérience.

Cas B : Soit t_c le temps d'ouverture de porte de la coïncidence CL1 (qui fournit le signal COINC). L'ouverture de porte étant déclenchée soit par (S_1,S_2) et E_j [1], soit par (E'), la résolution en temps est donc ici : $\tau = 2t_c$ (= 2 µs dans notre cas).

Cas C : Le convertisseur temps-amplitude (CTA) est déclenché par l'arrivée de (E_j) en START et de (E' retardé) en STOP. T vaut la durée maximale que l'on tolère entre le start et le stop (400 ns).

Cas D : On peut réduire encore, au niveau du dépouillement, la résolution en temps en ne considérant que les cas où (E_j) et (E') sont séparés par un temps inférieur à la largeur du pic observé sur le spectre en CTA (ici : 70 ns).

On voit sur le tableau (II-4) que l'amélioration du taux de fortuites se fait au détriment de l'efficacité.

Considérons les événements relatifs aux ^{12}C détectés et relatifs à un niveau N_4^* donné (fenêtres en ΔE et en Bρ). Le nombre de coïncidences fortuites par secondes est donné par :

$$N_F = \tau(N_1 - n)(N_2 - n) \qquad \text{(II-16)}$$

- τ : Résolution en temps
- N_1 : Nombre de ^{12}C relatifs au niveau considéré, détectés par seconde
- N_2 : Nombre de détections par seconde dans la jonction (E',PE')
- n : Nombre de coïncidences vraies par seconde.

Dans le cas de notre expérience, pour les cas A, B, C, D du tableau (II-4), on a : $n \ll N_2$, et (II-16) s'écrit :

$$N_F = \tau(N_1 - n)N_2 \qquad \text{(II-17)}$$

(1) *Les jonctions E_j étant placées immédiatement derrière le compteur, la résolution en temps est à évaluer entre E_j et E' ; on est sûr dans le cas où ces 2 signaux sont présents que (S_1,S_2) arrive également décalé d'un temps fixe par rapport à E_j.*

Le taux de fortuites f est, par définition, le rapport :

$$f = \frac{N_F}{n} \qquad \text{(II-18)}$$

Les valeurs du tableau (II-4) ont été calculées à partir de (II-17) et (II-18) en évaluant N_1 dans chaque cas et avec $N_2 \simeq 20\,000$ (1) pour tous les cas, aucune fenêtre n'étant mise sur E' et P'. Le taux de fortuites dans les régions (E',P') où se situent les coïncidences vraies est donc encore plus faible que le taux calculé pour le tableau (II-4).

C.2.b. *Le système d'acquisition.*

Le but du système d'acquisition est de transformer les informations que lui envoie l'électronique en données numériques susceptibles d'être stockées sur une bande magnétique.

Le système d'acquisition comporte un multiplexeur, un convertisseur analogique digital (CT103), un interface (CI32), un calculateur (T1600) et un système de blocs-mémoires qui permet la visualisation d'une partie des résultats et le contrôle en ligne de l'expérience.

C.2.b.1. *Le multiplexeur, le CT103 et le CI32.*

Le rôle du dispositif (Multiplexeur, CT103, CI32) est de transformer les informations linéaires (S_1,S_2,E_j,E',PE',CTA) en données numériques et de les garder momentanément en mémoire (ainsi que les informations logiques (j,PUR,COINC)), pour les transférer ensuite vers d'autres dispositifs de traitement (T1600, visualisation).

- La transformation linéaire-numérique est faite par le convertisseur analogique digital (CT103) ; (attribution d'un n° de canal en fonction de l'amplitude).

- La prise en compte ou non des signaux est commandée par le multiplexeur (déclenchement et validation).

- La gestion (mise en mémoire momentanée des informations numériques, remise à zéro, autorisations de transferts, liens avec les autres dispositifs) est assurée par le CI32.

---

(1) *Valeur pour une intensité moyenne du faisceau. On rappelle en effet que : $f \propto T\,xi$ (i:intensité du faisceau).*

C.2.b.2. *Les coupleurs d'entrées-sorties, l'ordinateur en ligne, la visualisation.*

Le CI32 envoie les informations numériques qu'il détient vers l'ordinateur (T1600) au moyen de son coupleur de sortie CS T1600. Le T1600 stocke ces informations en mémoire (lot brut) et en assure le traitement (exemple : calcul de S_1+S_2 , PE'/E', etc...). Les nouveaux paramètres calculés sont envoyés vers le CI32 (par le CS T1600) qui renvoie alors ces nouvelles informations vers un dispositif de visualisation (Blocs-mémoires) (Fig.II-16). On peut voir ainsi les spectres mono- et bidimensionnels des grandeurs dont on désire être informé en cours d'expérience (1). Les paramètres peuvent être calculés pour certaines valeurs que l'on fixe pour d'autres paramètres :

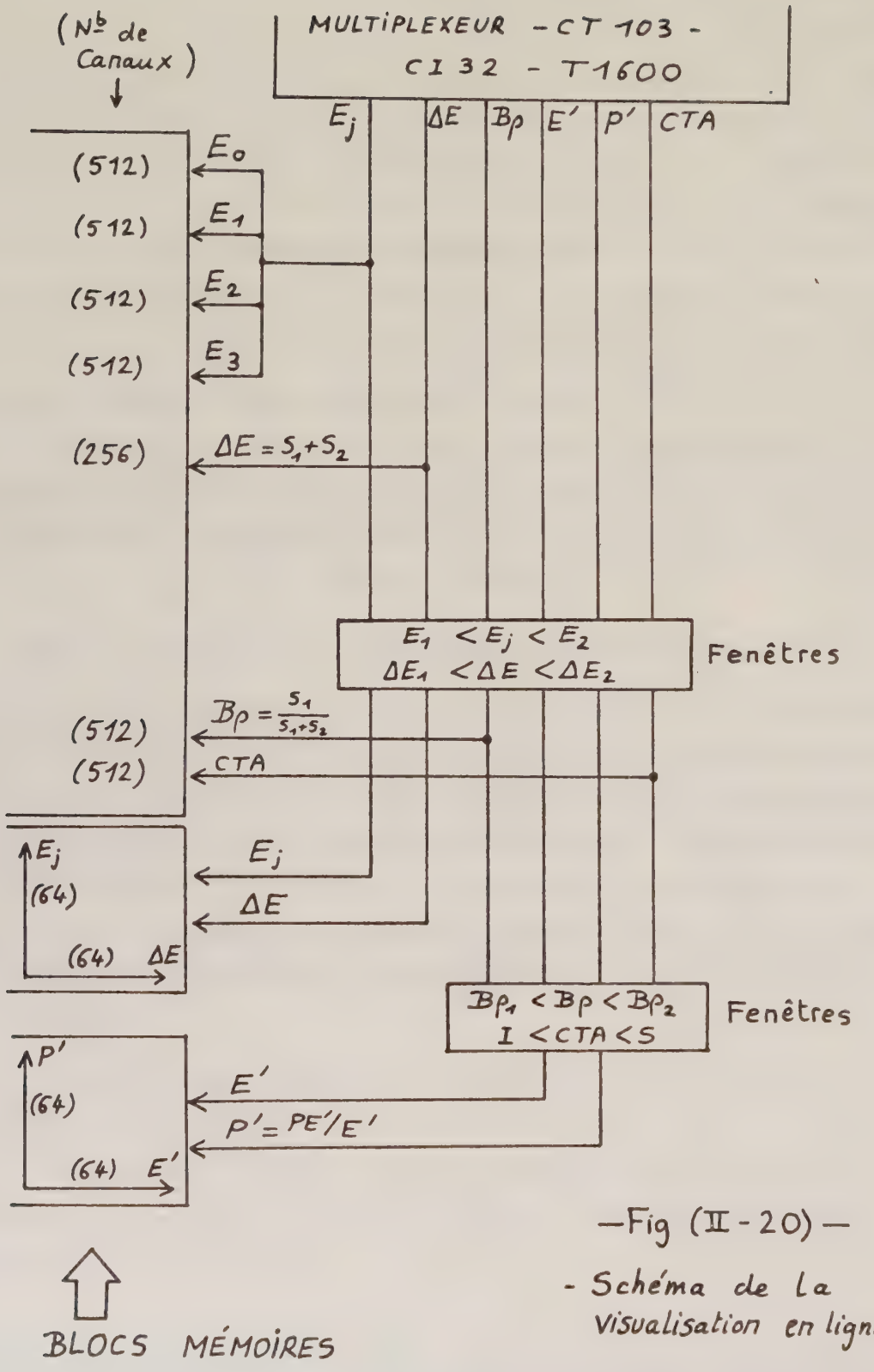
Exemple : Calcul de $B\rho = S_1/S_1+S_2$ pour $\Delta E_1 < S_1+S_2 < \Delta E_2$, la fenêtre $(\Delta E_1, \Delta E_2)$ ayant été au préalable mise en mémoire par l'intermédiaire du pupitre de commande. (On peut donc voir le spectre Bρ pour une fenêtre en ΔE correspondant, par exemple, aux ^{12}C). La figure (II-20) donne le schéma du traitement en ligne effectué au cours de l'expérience de janvier 1976.

C.2.b.3. *Dispositif de blocage et stockage sur la bande.*

L'ensemble des opérations décrites ci-dessus dure un certain temps (temps mort). C'est pourquoi l'arrivée du signal de déclenchement (D) sur le multiplexeur provoque l'apparition d'un signal de blocage servant à empêcher un nouveau déclenchement qui pourrait arriver pendant la durée des opérations en cours. Quand, après un certain nombre de traitements, la mémoire du T1600 est remplie, celui-ci écrit en bloc, l'ensemble des lots bruts (S_1,S_2,E_j,E', PE',CTA,j,PUR,COINC) qu'il a reçu du CI32 sur la bande magnétique (Fig.II-16).

---

(1) *On précise que le T1600 garde encore en mémoire le lot brut qu'il a reçu du CI32.*



—Fig (II - 20)—

- Schéma de la visualisation en ligne -

— III —

TRAITEMENT DES DONNÉES

PLAN DE LA TROISIEME PARTIE

INTRODUCTION

A - LE TRAITEMENT DES DONNÉES PRIMAIRES.

A.1. Introduction ; but du traitement.

A.2. Structure des enregistrements

A.3. Tri des événements et écriture sur disque.

A.3.a. *Les différents types d'événements et les catégories.*

A.3.b. *Le programme de TRI.*

A.3.b.1. *Principe.*

A.3.b.2. *Avantages du tri.*

A.3.b.3. *Résultats du tri.*

A.4. Le traitement à partir des données triées.

A.4.a. *Principe.*

A.4.a.1. *Bidims* ($B\rho$ ΔE).

A.4.a.2. *Spectres* ($B\rho$).

A.4.a.3. *Bidims* ($E' \times P'$).

A.4.b. *Le programme de dépouillement.*

A.4.c. *Résultats obtenus.*

B - L'OBTENTION DE LA FONCTION DE CORRÉLATIONS SOUS FORMES D'HISTOGRAMMES.

B.1. Introduction ; Cas simple et non-simple.

B.2. Principe de la méthode pour obtenir les histogrammes dans le CAS SIMPLE.

B.2.a. *Expressions des valeurs à porter dans les histogrammes.*

B.2.b. *Détermination de $\Delta N\phi$ et $\Delta N\theta$.*

B.2.b.1. *Facteurs d'élargissement.*

B.2.b.2. *Elargissement du pic de recul et forme de la distribution statistique.*

B.2.b.3. *Correspondance point expérimental - point théorique (B → A).*

B.2.b.4. *Découpage des bidims (E'×P') en secteurs S_ϕ (ou S_θ).*

B.2.c. *Détermination de N_o.*

B.3. Problèmes supplémentaires dans le cas non-simple.

B.4. Réalisation de l'histogramme sur un invervalle de 2π.

INTRODUCTION

Le but du traitement des données est d'obtenir les fonctions de corrélation $W^{j}_{E4}(\theta,\phi)$, à partir des données inscrites sur les bandes. Ce traitement se décompose en deux grandes étapes.

Première Etape : Traitement des données primaires.

La première étape consiste à produire les spectres bidimensionnels (E'×P') dont on a parlé dans la deuxième partie (§C.1.b). L'obtention de ces spectres doit se faire à partir des données inscrites sur les bandes (données primaires) et exige par conséquent la mise en action d'un traitement informatique. Cette partie du dépouillement a été effectuée sur l'ordinateur IBM 375 ARIEL (I.P.N-Orsay).

Deuxième Etape : Obtention de $W(\theta,\phi)$ sous forme d'histogrammes.

A partir des spectres bidimensionnels (E'×P'), il sera alors possible, en vertu de la correspondance (II.12) dont on a parlé précédemment (deuxième partie §C.1.b), de tracer des histogrammes donnant la valeur de $W(\theta,\phi)$, sur des intervalles $[\phi_i,\phi_j]$, θ fixé et sur des intervalles $[\theta_i,\theta_j]$, ϕ fixé (1), pour les positions de la jonction (E',PE') données respectivement par les figures (II-13-a) et (II-13-b).

La détermination des p^{j}_{m} à partir de ces histogrammes (en utilisant la relation (I-30)), sera abordée dans la quatrième partie : Résultats et Analyse.

(1) *Voir Remarque préliminaire du §.B. 2ème partie.*

A - LE TRAITEMENT DES DONNEES PRIMAIRES.

A.1. Introduction ; but du traitement.

Le but du traitement des données est d'obtenir les spectres bidimensionnels (E'×P') contenant les événements relatifs aux détections (par la jonction de la chambre), des produits de désexcitation d'un niveau donné du $^{20}Ne^{*}$ produit par la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}$.

L'obtention de ces spectres bidimensionnels (que l'on appellera désormais : "bidims") exige que, parmi les événements de toutes sortes inscrits sur les bandes en cours d'expérience, on sache sélectionner ceux qui correspondent effectivement à la désexcitation d'un $^{20}Ne^{*}$ issu lui-même de la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}$, et que l'on sache également reconnaître à quel niveau du $^{20}Ne^{*}$ ils correspondent.

Ceci ne peut être réalisé qu'au moyen d'un traitement informatique approprié dont l'exécution doit être la plus rapide et la plus commode possible, car le nombre d'événements à traiter est relativement important.

Ce souci d'optimisation nous a conduits à opérer en deux stades :

1er stade : Tri préalable des événements et écriture de ces derniers sur disque.

2ème stade: Extraction des différents spectres simples et bidims utiles à partir de ces événements triés.

Après avoir décrit la structure des enregistrements sur les bandes écrites au cours de l'expérience (§A-2), on examinera successivement ces deux stades (§A-3 et A-4).

A.2. Structure des enregistrements.

Les paramètres enregistrés sont donc :

$$S_1,\ S_2,\ j,\ E_j,\ E',\ PUR,\ PE',\ COINC,\ CTA$$

l'enregistrement se fait sous forme de blocs comprenant chacun 256 mots de 32 bits. Un événement occupe 3 mots. Dans un bloc, il y a donc 85 événements occupant 255 mots, le dernier mot restant à zéro. La figure (III-1) donne l'emplacement en bits réservés à chacun des paramètres. Un ensemble de blocs

constitue un fichier qui commence par un bloc contenant des informations permettant de qualifier le fichier (LABEL) et qui se termine par un bloc spécial (Marque de Fin de Fichier). Le label et la marque de fin de fichier sont écrits par l'intermédiaire du pupitre de commande du T1600. Les événements écrits entre le label et la fin de fichier sont donc ceux enregistrés dans les conditions expérimentales explicitées sur le label.

A.3. Tri des événements et écriture sur disque.

A.3.a. *Les différents types d'événements et les catégories.*

L'expérience a été effectuée avec déclenchement de la coïncidence CL1 par (S_1+S_2), E_j, E' et CTA (clé I de la fig.II-16 fermée).

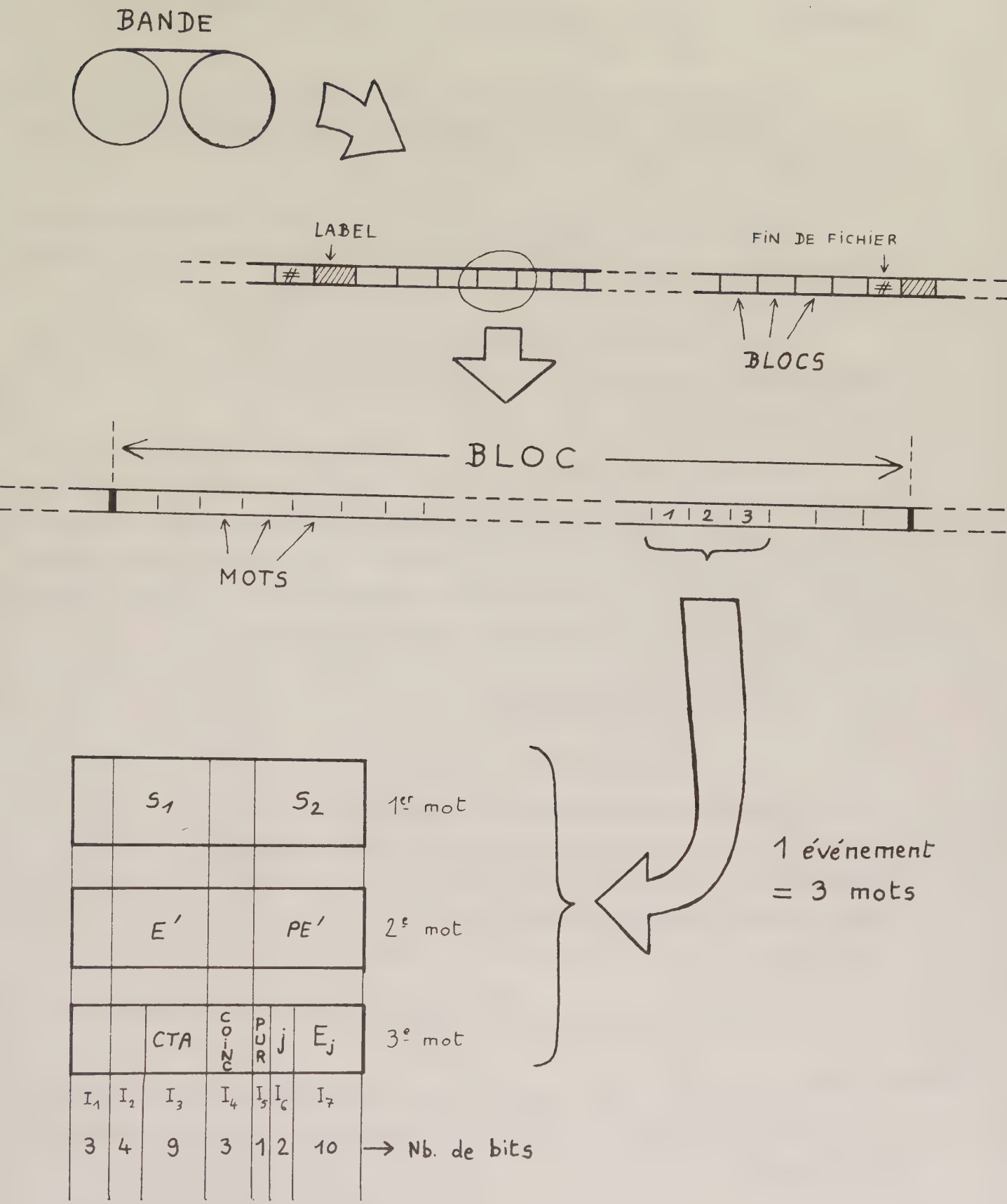
Sur les bandes enregistrées au cours de l'expérience figurent différents types d'événements suivant que tel paramètre est nul ou non. Le tableau (III-1) en donne quelques exemples. Certains types (a,b,c par exemple) rendent bien compte d'événements physiques ayant lieu dans la chambre à réaction ; d'autres, en général exceptionnels, sont aberrants (ex.: le type g où la coïncidence a fourni un signal alors que E' et CTA sont nuls) et sont dus à des imperfections imprévisibles de l'électronique. On voit que le nombre de types à priori possible est 2^9. Cependant, le nombre de types correspondant à de "vrais" événements est restreint. Ces types peuvent être reclassés en catégories (tableau (III-2); les numéros de ces catégories seront justifiés ultérieurement).

Catégorie 1 :
- Arrivée d'une particule dans le compteur, cette dernière ayant manqué les jonctions (c'est-à-dire passé entre deux d'entre elles, ou au-dessus ou en-dessous, fig.III-2).
- Rien dans la jonction (E',PE').

Catégorie 5 :
- Particule dans le compteur et ayant manqué les jonctions (fig. III-2).
- Détection observée sur la jonction (E',PE').

Catégorie 9 : Idem que la catégorie 1, la particule ayant cette fois atteint l'une des 4 jonctions.

Catégorie 13 :
- Particule dans le compteur et les jonctions.
- Détection par la jonction (E',P').
- CTA nul


BANDE
LABEL
FIN DE FICHIER
BLOCS
BLOC
MOTS
1 2 3
S1
S2
1er mot
E'
PE'
2e mot
CTA
COINC
PUR
j
Ej
3e mot
1 événement
= 3 mots
I1 I2 I3 I4 I5 I6 I7
3 4 9 3 1 2 10
→ Nb. de bits

- Fig (III-1) -

Catégorie 16 : Idem que la catégorie 13 avec en plus un signal CTA et un signal COINC.

Les événements $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*} \rightarrow \alpha + ^{16}O$, le ^{12}C, l'α et(ou) l'^{16}O ayant été détectés (et que l'on appellera bons événements), se retrouvent donc dans les catégories 5 et 16.

On retrouve parmi les catégories décrites ci-dessus les différents cas du tableau (II-4), sauf le cas B étant donné que la coïncidence CL1 est déclenchée par S_1+S_2, E_j, E' et le CTA.

Le cas A correspond à la catégorie 5, les cas C et D à la catégorie 16. Tous les types d'événements ne se retrouvant pas dans les catégories 1, 5, 9, 13, 16 du tableau (III-2) sont "aberrants".

Au cours de l'expérience, beaucoup de différents types d'événements, dans des proportions diverses, sont écrits en vrac sur les bandes. Présentées de cette façon, les données ne se prêtent donc pas à un traitement rapide d'extraction des spectres bidimensionnels (E'×P'). C'est pourquoi, dans un premier temps, on réalise un tri qui regroupe les événements dans différentes catégories parmi lesquelles on retrouvera celles du tableau (III-2).

A.3.b. *Le programme de Tri.*

A.3.b.1. Principe

Le principe du programme de Tri, explicité sur la fig.(III-3) est le suivant : on divise les événements en différentes catégories et on attribue à chacune de ces catégories une zone-disque. On lit la bande où les événements bruts (chacun appartenant nécessairement à l'une des catégories) sont mélangés. A la lecture de chaque événement brut, le programme calcule les grandeurs :

$$\Delta E = S_1 + S_2$$
$$B\rho = S_1/(S_1+S_2)$$
$$P' = PE'/E'$$

ensuite il cherche à quelle catégorie appartient l'événement "calculé" et il écrit cet événement dans la zone disque attribuée à la catégorie trouvée pour ce dernier (1).

---

(1) *On garde en fait les événements calculés momentanément en mémoire pour les écrire par blocs.*

Tableau III-1

Type	S_1	S_2	j	E_j	E'	PE'	CTA	COINC	PUR
a	4825	2410	3	603	6020	2413	147	1	1
b	5625	3436	0	0	0	0	0	0	0
c	1790	4097	0	0	2672	1087	0	0	0
d	4175	2920	2	566	492	169	0	0	0
e	3898	3603	2	631	135	0	0	0	1
f	2862	4872	1	662	0	0	0	0	1
g	6343	4734	2	754	0	0	0	1	1
h	5304	3025	3	789	0	0	0	0	1
i	0	0	0	0	0	0	0	0	0

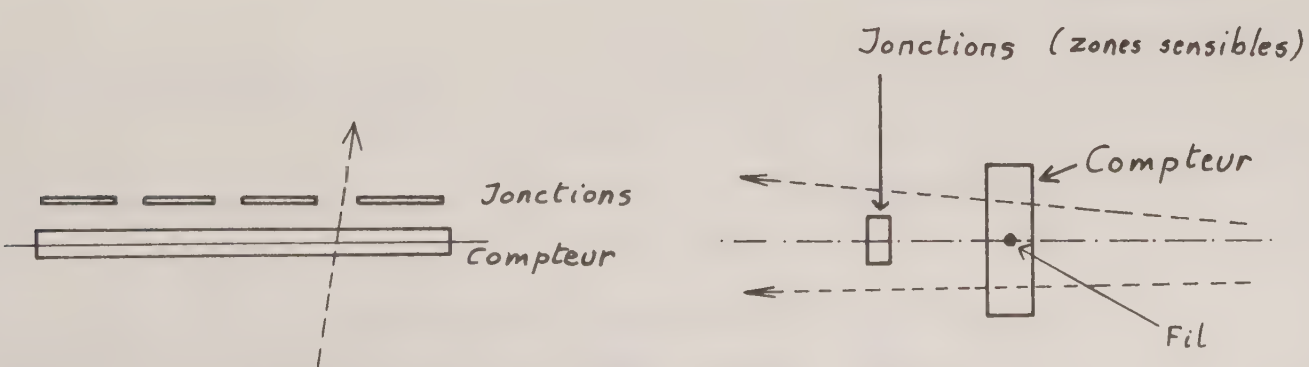
Valeurs des paramètres pour quelques événements types (extraites des bandes enregistrées en Janvier 1976).

Tableau III-2

S_1	S_2	j	E_j	E'	PE'	CTA	COINC	PUR	CATEGORIE
*	*		0	0	0	0	0	0	1
*	*		0	*	*	0	0	0	5
*	*		0	*	*	0	0	*	
*	*		*	0	0	0	0	0	9
*	*		*	*	*	0	0	0	13
*	*		*	*	*	0	0		
*	*		*	*	*	*	*	0	16
*	*		*	*	*	*	*	*	

* : signal présent

0 : signal nul



Fig(III-2)

Sur le disque, les événements se présentent d'une nouvelle manière, un événement n'occupant plus que deux mots, chaque bloc contenant 256 mots (fig. III-4). Il y a donc 128 événements par blocs. D'autre part, le nombre de bits réservés et le calcul pour chaque grandeur ont été conçus de telle sorte que la valeur (dans le système décimal) de cette grandeur (pour un événement donné) soit, en fait, le numéro de canal où viendra se placer l'événement dans le spectre de la grandeur, le nombre $n_b(G)$ maximum de bits attribués à la grandeur G étant tel que :

$$2^{n_b(G)} = \text{nombre total de canaux du spectre de G}$$

Compte tenu des possibilités de réservation des zones-disque à ARIEL, le nombre des catégories a été fixé à 17 (tableau III-3) parmi lesquelles on retrouve les catégories du tableau (III-2), les autres catégories correspondant à des événements aberrants.

A.3.b.2. *Avantages du tri.*

- Tous les événements enregistrés sur les bandes au cours de l'expérience, sont maintenant sur disque. Pour le traitement ultérieur, il n'est plus nécessaire de manipuler les bandes, et l'accès au disque pour la lecture des événements est beaucoup plus rapide. Dans chaque zone, on reproduit les labels et les fins de fichiers pour pouvoir retrouver les conditions expérimentales relatives aux événements écrits. Le programme permet de trier les événements de plusieurs bandes en un seul passage avec possibilité d'éliminer les fichiers inintéressants conduisant ainsi à une condensation encore plus grande des résultats.(Il en résulte une renumérotation des fichiers qui, sur le disque, sont appelés Phases.)

- Dans une zone disque donnée, tous les événements appartiennent à la même catégorie, ce qui permet un accès sélectif au cours de l'exécution du traitement ultérieur.

Exemple : si l'on veut extraire le spectre bidimensionnel (E'_xP') pour les événements caractérisés par un signal dans le compteur et dans l'une des jonctions E_j, et sans autres conditions sur les autres grandeurs, il suffira de lire les zones-disques correspondant aux catégories 9 à 16 (voir tableau III-3).

- Puisque sur le disque figurent les événements calculés (voir principe du tri), le traitement ultérieur consistera uniquement à remplir des spectres

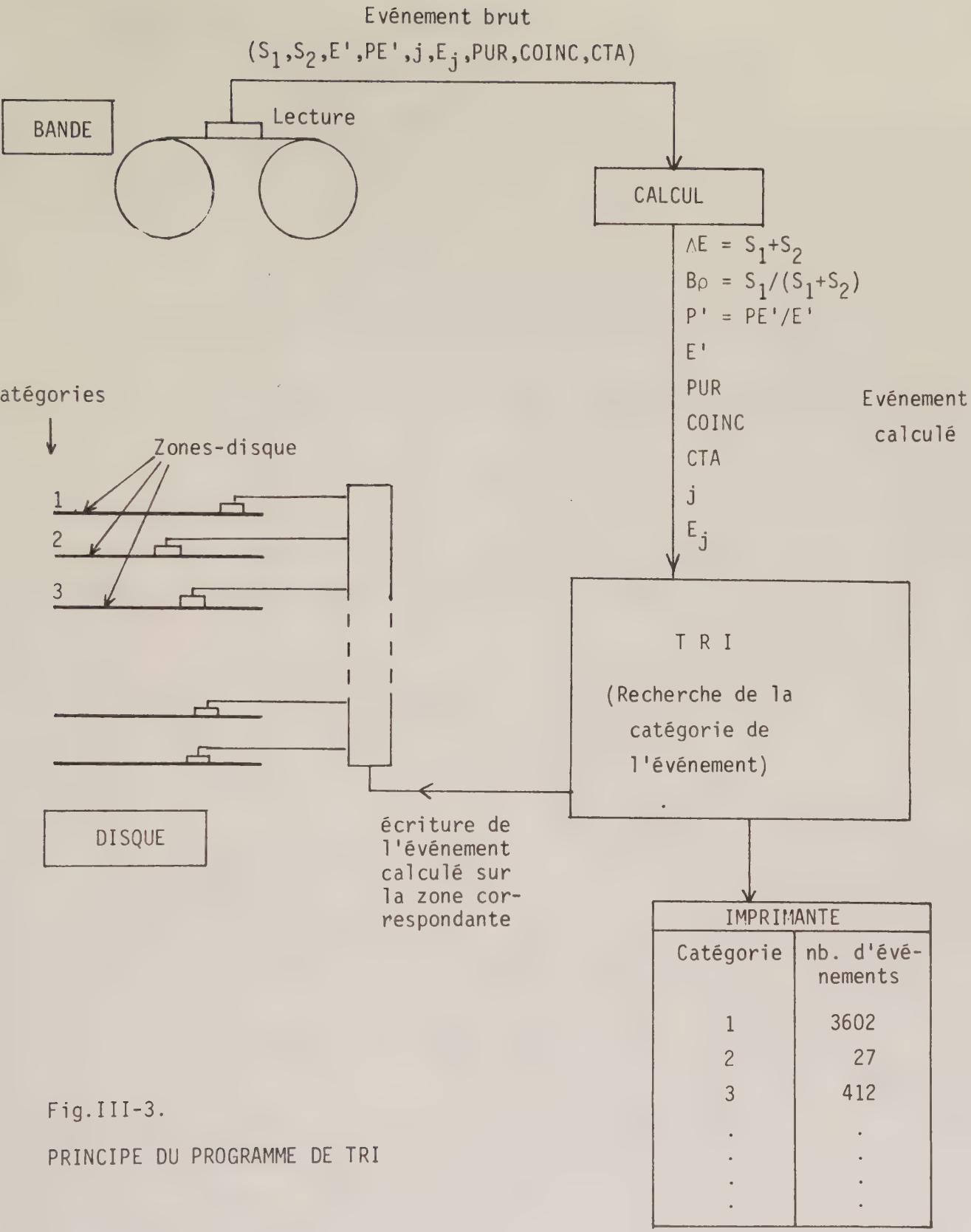


Fig.III-3.

PRINCIPE DU PROGRAMME DE TRI

Tableau III-3

CATEGORIE	ΔE	E_j	E' et PE'	CTA	COINC
1	*	0	0	0	0
2	*	0	0	0	*
3	*	0	0	*	0
4	*	0	0	*	*
5	*	0	*	0	0
6	*	0	*	0	*
7	*	0	*	*	0
8	*	0	*	*	*
9	*	*	0	0	0
10	*	*	0	0	*
11	*	*	0	*	0
12	*	*	0	*	*
13	*	*	*	0	0
14	*	*	*	0	*
15	*	*	*	*	0
16	*	*	*	*	*
17	Tous les autres événements n'entrant pas dans les catégories précédentes				

* : signal présent

0 : signal nul

Fig.III-4

ΔE	Bρ	E'	PUR	P'
id	E_j	j	COINC	CTA
I1	I2	I3	I4	I5
8	9	7	1	7

} 1 événement = 2 mots

→ nb. de bits

Présentation des événements sur le disque

(à comparer avec la fig.III-1).

(la zone "id" sert à reconnaître les fins de phase)

(moyennant une gestion précisée dans ce traitement : recherche des catégories à traiter, filtrages par des fenêtres, voir plus loin §A.4).

- L'indication sur l'imprimante du nombre d'événements dans chaque catégorie (fig.III-3), constitue un contrôle à postériori du fonctionnement de l'expérience, et donne une idée de l'importance relative en nombre des différentes catégories d'événements.

On note que dans les catégories utilisées ici on ne fait pas la distinction (PUR=1)/(PUR=0). Cette distinction est faite dans le traitement ultérieur.

NB - Après le tri, le contenu des zones disques est recopié sur une bande de sauvegarde.

A.3.b.4. *Résultats du Tri.*

Le tri que l'on a effectué montre que les catégories où il y a des événements en nombre appréciable sont les suivantes :

Catégorie	1	(ΔE)
"	5	(ΔE,E' et PE')
"	9	(ΔE,E_j)
"	13	(ΔE,E_j,E' et PE')
"	16	(ΔE,E_j,E' et PE',CTA,COINC)

Le tableau (III-4) donne une idée des proportions entre les nombres des événements des 17 catégories pour l'une des phases de l'expérience de janvier 1976. On appelle "bon événement" un événement : $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}\rightarrow\alpha+^{16}O$, le ^{12}C, l'α et(ou) l'^{16}O ayant été détectés. Les bons événements sont dans les catégories 5 et 16 (cf. §A.3.a). Les nombres d'événements observés dans ces catégories (tableau III.4) montre qu'une proportion importante de particules peuvent traverser le compteur et manquer les jonctions (cat.5). On voit que cette proportion dépend de l'ouverture verticale du diaphragme d'entrée de l'aimant. On

Catégorie	Nombre des événements
1	3651
2	0
3	0
4	0
5	29415
6	0
7	0
8	0
9	1055
10	0
11	0
12	3
13	8519
14	0
15	0
16	3563
17	289

Tableau III-4. (Phase 5)

note que les bons événements de la catégorie 5, sont des bons événements pour lesquels on ne possède pas l'information (E_j) (information incomplète).

Remarque : La catégorie 13 qui n'est sensée contenir que des coïncidences fortuites, a un nombre anormalement élevé d'événements. On reviendra sur cette anomalie par la suite.

A.4. Le traitement à partir des données triées.

On prend l'exemple d'une seule phase : la description qui suit concerne donc des événements relatifs aux mêmes conditions expérimentales.

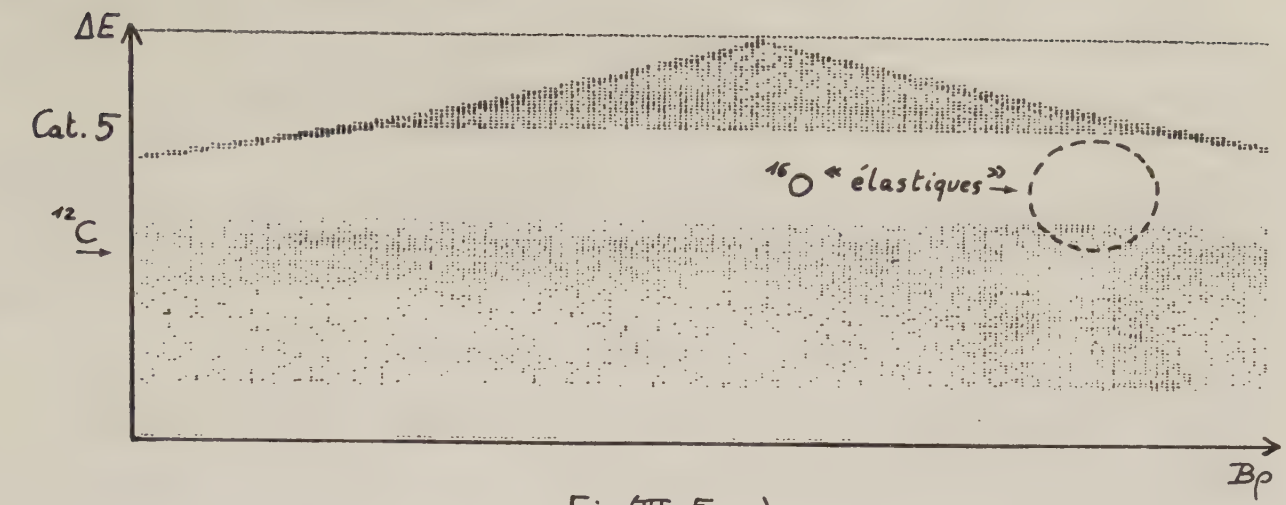
A.4.a. *Principe*.

Le déroulement des opérations s'effectue en trois temps.

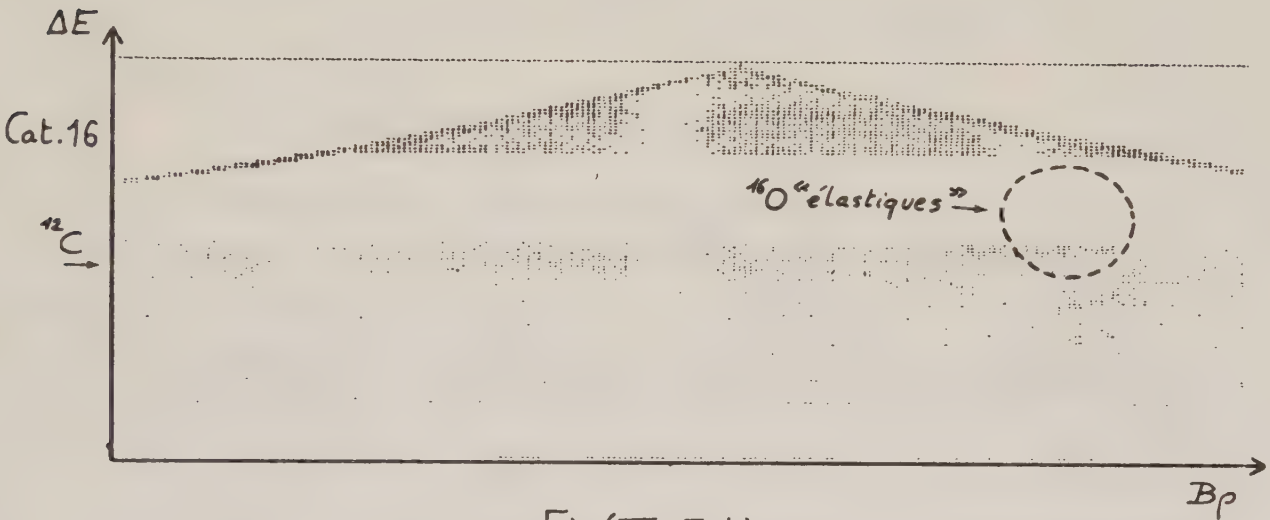
A.4.a.1. *Bidims (Bρ×ΔE) (Premier temps)*.

On commence d'abord par extraire les bidims (Bρ×ΔE) pour les événements de la catégorie 5 et pour les événements de la catégorie 16 (fig.III-5.a et III-5.b). On a alors constaté que pour une même sorte de particules, le signal ΔE n'a pas été constant sur toute la longueur du compteur : à l'endroit où les ^{16}O de la diffusion élastique sont passés, le compteur a donné une réponse (S_1,S_2) plus faible vraisemblablement à la suite d'une détérioration due au taux de comptage très élevé dans cette région. Sur le bidim correspondant à la catégorie 16, on voit apparaître les espacements entre les jonctions (fig. III-5.b). La bande où il n'y a aucun événement correspond à l'anti-coïncidence que l'on a placé dans l'électronique pour éliminer l'enregistrement des ^{16}O de la diffusion élastique (cf 2ème partie).

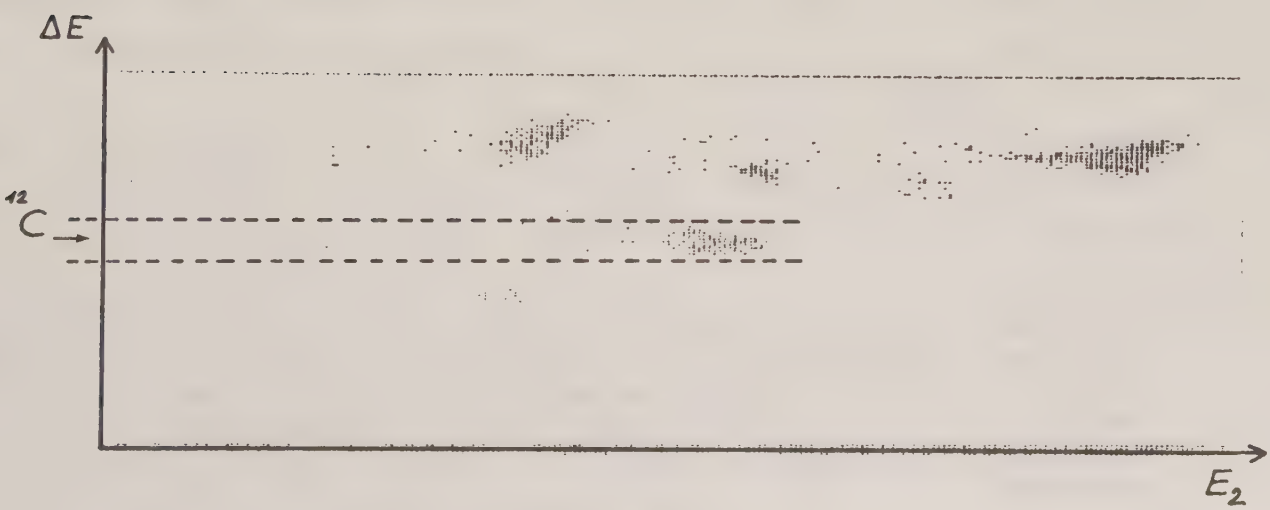
Sur ces bidims (Bρ×ΔE) on observe donc des événements correspondant aux ^{12}C et qui ont donc (moyennant la variation due aux ^{16}O-élastiques) un ΔE donné. Il est possible que ces événements ne soient pas tous relatifs à des ^{12}C, une autre sorte de particule pouvant avoir un ΔE très voisin qui ne nous permettrait pas une distinction. Cependant, si on observe les bidims E_j×ΔE, deux sortes de particules inséparables par ΔE le sont par E_j, et par conséquent, on peut reconnaître sans ambiguité les ^{12}C. La fig.(III-6) montre le bidim E_2×ΔE pour une des phases de notre expérience ; on y voit que dans la bande ΔE des ^{12}C, il n'y a pas d'autres particules. Par conséquent, il suffit d'identifier les ^{12}C par ΔE.



— Fig (III-5-a) —



— Fig (III-5-b) —



— Fig (III-6) —

Ce point est important car il nous permet de dire que l'on peut identifier les ^{12}C pour la catégorie 5 qui ne donne pas l'information (E_j). De plus, l'information (ΔE) étant par conséquent suffisante, il peut être envisagé de simplifier les expériences ultérieures en supprimant les quatre jonctions placées derrière le compteur, mais dans la mesure où on estime également que le CTA n'est pas utile (1). En définitive, tous les ^{12}C de toutes les catégories qui nous intéressent sont identifiables d'après les bidims ($B\rho \times \Delta E$).

A.4.a.2. *Spectres simples (Bρ) (Deuxième temps).*

On sélectionne les ^{12}C en plaçant des pavés sur les bidims ($B\rho \times \Delta E$) (fig.III-7) et pour les événements qui sont à l'intérieur de ces pavés, on extrait les spectres simples ($B\rho$) sur lesquels on voit apparaître les pics relatifs aux différents niveaux du $^{20}Ne^*$ (fig.III-7).

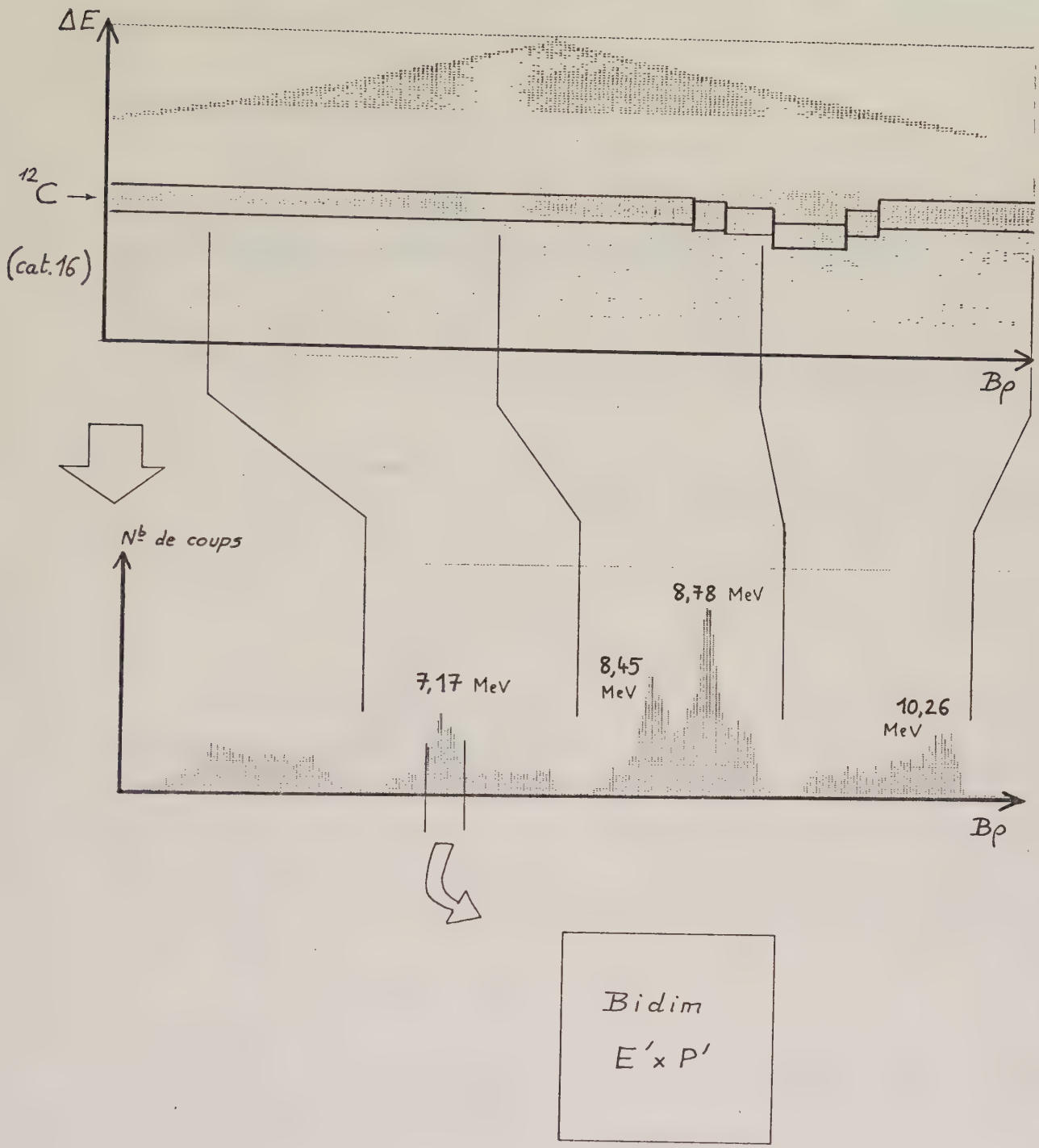
A.4.a.3. *Bidims (E'×P') (Troisième temps).*

On place alors des fenêtres sur chacun de ces pics pour sélectionner les ^{12}C correspondant à chaque niveau du $^{20}Ne^*$ qui nous intéresse, et pour chacun de ces niveaux, on extrait le bidim (E'×P'). On réalise ce traitement séparément pour les catégories 5 et 16 (fig.III-7, exemple pour le 7.17 MeV). On peut, au préalable, pour les événements de la catégorie 16, regarder le spectre (CTA) et y placer une fenêtre sur le pic observé en éliminant ainsi une partie du fond constitué par les coïncidences fortuites (fig.III-8) (cas D du tableau II-4) ; ou bien, au lieu du spectre simple (CTA), on peut extraire le bidim $B\rho \times CTA$ qui permet de voir si le temps entre le START et le STOP dépend de l'énergie E_j, auquel cas on peut mettre des fenêtres (CTA) différentes pour des niveaux du $^{20}Ne^*$ donnant des ^{12}C dans des jonctions différentes

On a remarqué une telle variation fig. III-8).
Cependant, le taux de fortuites à l'échelle des 400ns du CTA étant très faible, on n'a pas mis d'autres fenêtres que celle correspondant à la présence du signal CTA c'est-à-dire : $0 \leqslant \Delta t \leqslant 400ns$ (cas C du tableau II-4). D'autre part,

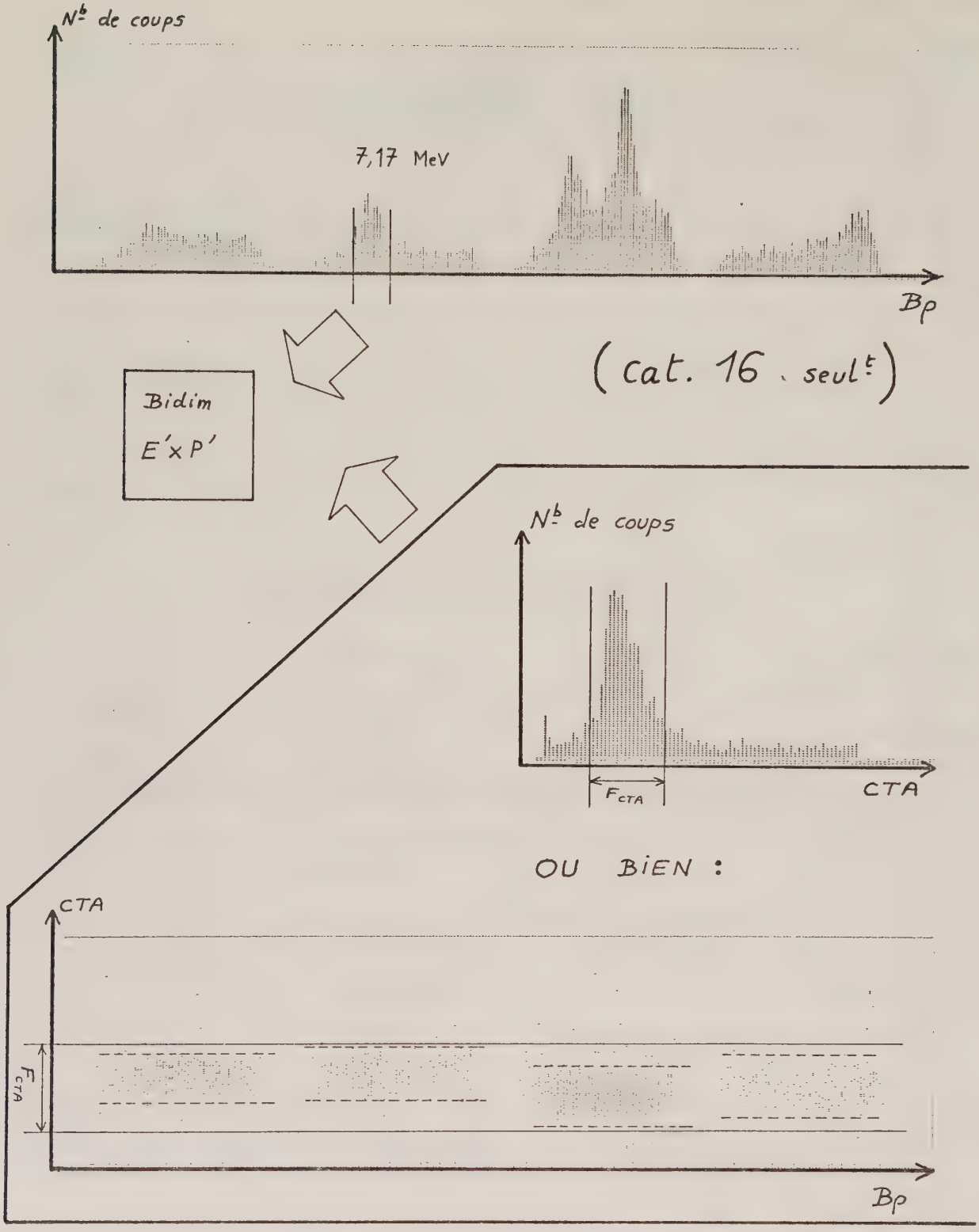
---

(1) *Le CTA sert en effet à "éliminer" les coïncidences $E_j \wedge (E', PE')$ fortuites: si le taux de ces dernières, est important dans la région (E',P') où sont les bons événements, il faudra continuer à utiliser le CTA, mais aussi les jonctions qui sont les seules pouvant fournir un signal ayant une bonne définition en temps pour le START du CTA (ce qui n'est pas le cas du compteur).*



— Fig (III - 7) —

(Même méthode pour la catégorie 5 et les autres niveaux)


N° de coups
7,17 MeV
Bp
(cat. 16 . seul.t)
Bidim
E'xP'
N° de coups
FCTA
CTA
OU BIEN :
CTA
FCTA
Bp

— Fig (III-8) —

les bidims (E'×P') de la catégorie 5 nous ont permis d'évaluer l'importance des fortuites dont le fond est apparu faible dans la région où se trouvent les bons événements.

** Anomalie pour la catégorie 13 **

La catégorie 13 est sensée ne contenir que des coïncidences $E_j \wedge (E',P')$ fortuites car, avec le taux de comptage utilisé, le CTA n'est qu'exceptionnellement seul en temps mort. Or, en réalisant les bidims (E'×P') suivant les opérations décrites précédemment pour cette catégorie, on y a trouvé des bons événements reconnus par le fait que leur distribution se répartit le long des courbes prévues par la cinématique (Cf fig.II-14). On a donc conclu à une défaillance dans le fonctionnement du CTA.

Les bidims (E'×P') de cette catégorie 13 n'ont pas été exploités par la suite, la distribution des bons événements ne se détachant pas assez nettement du fond dû aux fortuites.

A.4.b. *Le programme de dépouillement.*

L'ensemble des opérations décrites ci-dessus est réalisable au moyen d'un programme de dépouillement dont l'exécution est rapide car les événements lus par ce programme sont déjà triés et calculés : quand le programme de dépouillement lit un événement, il lit en fait, pour le spectre de chaque grandeur, le numéro de canal correspondant à l'événement (1). Il ne lui reste donc qu'à filtrer ces événements par les fenêtres et à remplir les spectres.

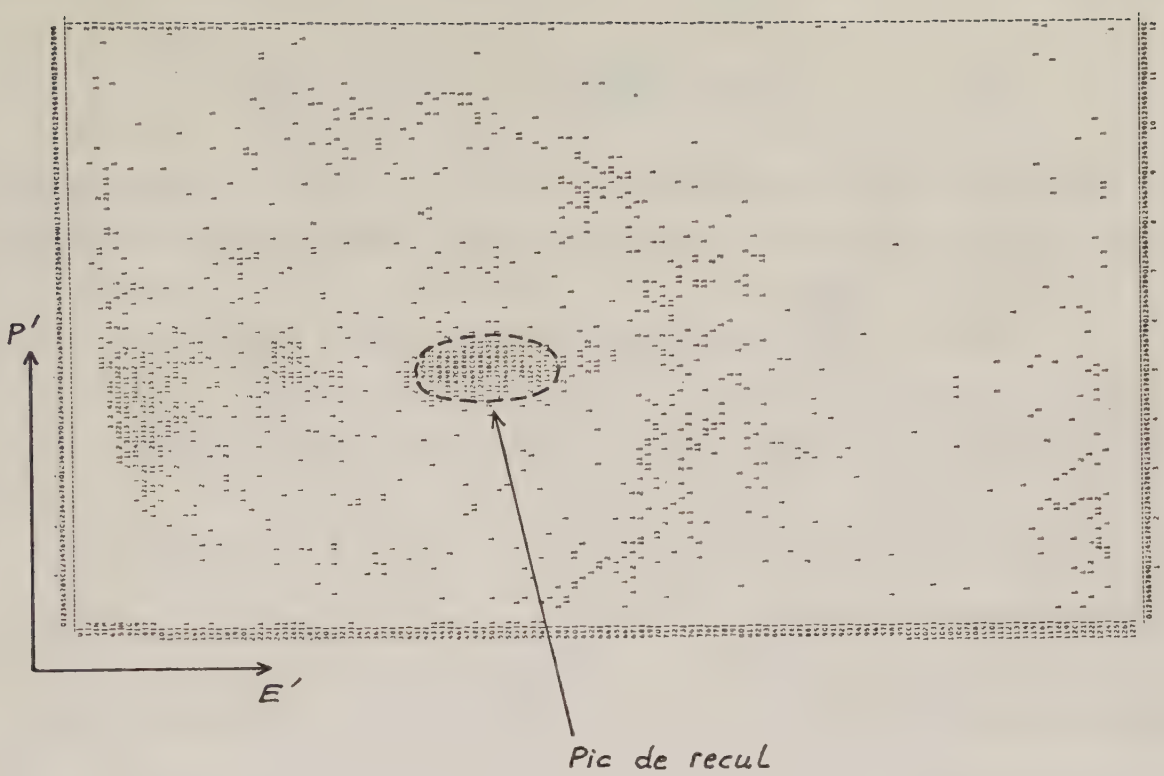
A.4.c. *Résultats obtenus.*

Sur les bidims (E'×P') obtenus, on observe relativement bien les détections correspondant aux 2 cas : ^{16}O, $\alpha+^{16}O$. Les points (E',P') correspondants se répartissent autour des courbes théoriques de la fig.(II-14).

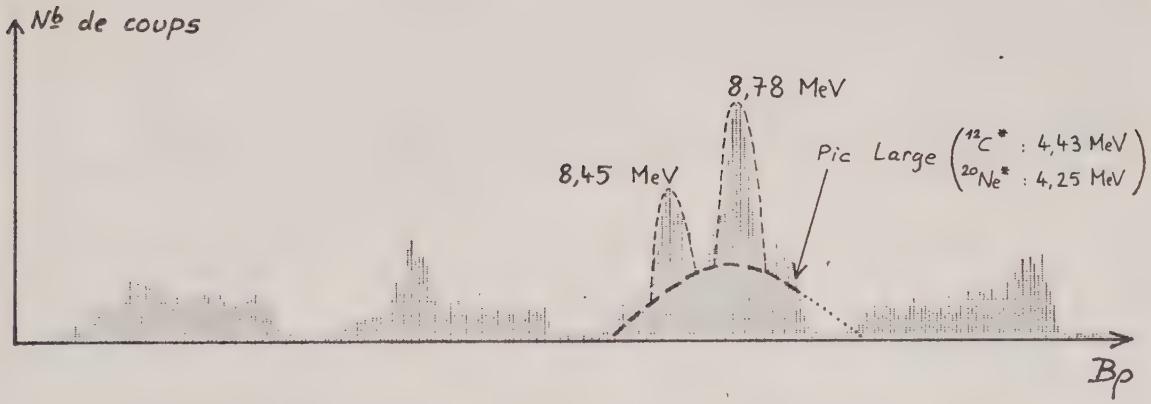
La fig.(III-9), avec l'exemple du (7.17 MeV), montre l'aspect de ces bidims.

(1) *Voir la partie concernant le TRI (§A.3.b).*

— Fig (III - 9) —



— Fig (III - 9)' —



— Fig (III - 10) —

Le pic de recul.

Sur les bidims (E'×P') relatifs aux niveaux 8.45 MeV et 8.78 MeV, on a observé un pic approximativement situé au centre de la "courbe" de corrélation (Fig.III-9)'. Ce pic est dû à la réaction suivante :

$$^{16}O(^{16}O, ^{12}C^{*}_{(4.43\,MeV)})^{20}Ne^{*}_{(4.25\,MeV)}$$

Le $^{12}C^{*}$ et le $^{20}Ne^{*}$ se désexcitent par γ dans la cible. Le ^{12}C est détecté comme provenant d'un niveau excité à 4.43 + 4.25 = 8.68 MeV du ^{20}Ne. Le ^{20}Ne est détecté dans la jonction (E',P'). L'émission du γ en vol produit une dispersion angulaire et une dispersion en énergie qui ne sont décelables qu'avec la bonne résolution du système (spectromètre-identification) pour le ^{12}C,d'où la présence d'un pic large à 8.68 MeV, c'est-à-dire sous les pics 8.45 et 8.78 MeV (fig.III-10). Ainsi, en ayant mis les fenêtres en (Bρ) pour sélectionner les événements relatifs aux désexcitations de ces niveaux, on a, par la même occasion,"récolté" des événements correspondant aux détections de ^{20}Ne résultant de désexcitation $^{20}Ne^{*}_{4.25\,MeV} \rightarrow \gamma + {}^{20}Ne$; d'où les pics (pics de recul) sur les bidims (E'×P') du 8.45 MeV et du 8.78 MeV.

On remarque sur la figure (III-9)' un deuxième pic de recul (nettement moins important), d'énergie environ deux fois moindre. Ce petit pic apparaît aussi pour le 7,17 MeV (fig. III-9). Il est dû à une réaction sur le Silicium de la cible : $^{28}Si(^{16}O, ^{12}C)^{32}S^{*} \rightarrow \gamma + {}^{32}S$.

On note enfin que les fortuites (d'une autre nature que les événements correspondant aux pics de reculs) se retrouvent pour la plupart dans la région E' petit. On les voit bien sur la Fig. (III-9)' qui donne un bidim correspondant à la catégorie 5 , et on remarque que sur la Fig. (III-9), où le bidim correspond à la catégorie 16, elles sont bien éliminées.

NB - Sur les Fig.(III-9) et (III-9)' on voit des points (E',P') tels que : E' = 0 ou P' = 0,parce qu'au niveau du TRI on a exigé,en fait, E' ou P' présents au lieu de E' et P' présents (CF, tableaux (III-2) et (III-3)).

B - L'OBTENTION DE LA FONCTION DE CORRÉLATION SOUS FORME D'HISTOGRAMMES

B.1. Introduction - Cas simple et non simple.

La fonction de corrélation $W^{j}_{E4}(\theta,\phi)$ est une densité de probabilité. Donc, si dN_{Ω} désigne le nombre d'^{16}O (par exemple) émis dans l'angle solide

$d\Omega_{\theta,\phi}$, et N_o le nombre total de désexcitations du niveau $^{20}Ne^*$ étudié, on a :

$$W^j_{E4}(\theta,\phi) = \frac{1}{N_o} \frac{dN_\Omega}{d\Omega_{\theta,\phi}} \qquad \text{(III-1)}$$

Or, la seule donnée accessible expérimentalement est un nombre fini ΔN_Ω de détections d'^{16}O dans un angle solide $\Delta\Omega_{\theta,\phi}$ fini. Par conséquent, le "graphe" expérimental de $W^j_{E4}(\theta,\phi)$ ne peut être que sous forme d'histogramme où l'on porte pour chaque "pavé" $\Delta\Omega_{\theta,\phi}$ la valeur :

$$[W^j_{E4}(\theta,\phi)]_{\Delta\Omega_{\theta,\phi}} = \frac{1}{N_o} \frac{\Delta N_\Omega}{\Delta\Omega_{\theta,\phi}} \qquad \text{(III-2)}$$

Cette valeur peut être tirée de l'étude des bidims (E'×P'). Deux cas sont alors à considérer suivant la région du bidim étudié :

1er cas : On connaît la nature de la détection (c'est-à-dire : ^{16}O, α ou $\alpha+^{16}O$) des points (E',P') expérimentaux, c'est le cas simple.

2ème cas: On ne peut connaître la nature de la détection des points (E',P') expérimentaux : cas non simple. (1)

On exposera le principe de la méthode pour réaliser un histogramme en prenant l'exemple des régions où on est dans le cas simple (§B.2) on donnera ensuite un aperçu des problèmes supplémentaires dus au cas non simple (§B.3).

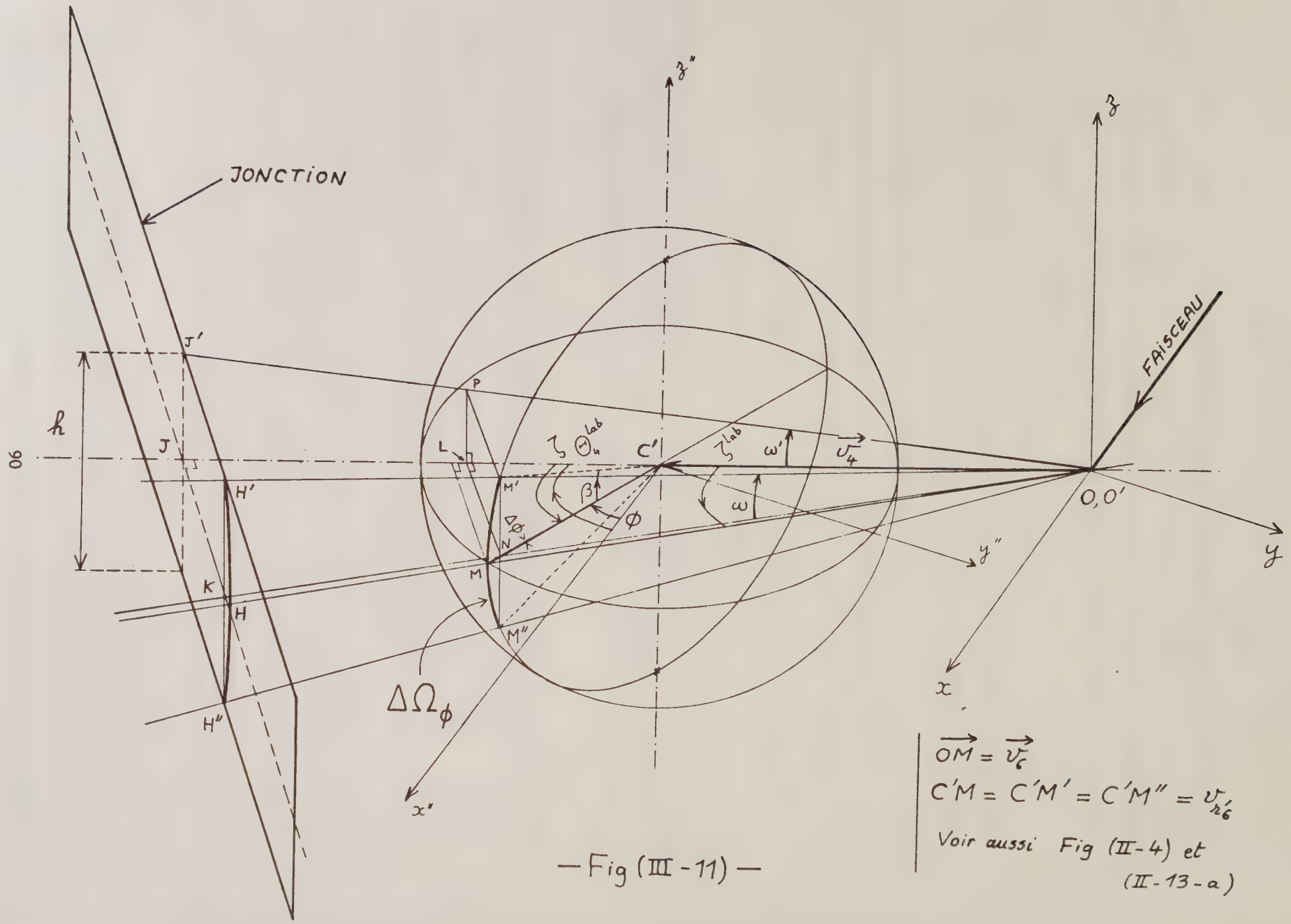
B.2. Principe de la méthode pour obtenir les histogrammes dans le cas simple.

B.2.a. *Expressions des valeurs à porter dans les histogrammes. Calcul de* $\Delta\Omega_\phi$.

On considère, par exemple, les ^{16}O, et on prend pour commencer l'exemple de la jonction dans le plan de réaction horizontal, on a donc : $\theta = \frac{\pi}{2}$, ϕ variable (2ème partie §C.1.b, fig.II-13.b). Pour réaliser l'histogramme, on porte les valeurs $[W^j_{E4}(\frac{\pi}{2},\phi)]_{\Delta\Omega_\phi}$ pour les pavés $\Delta\Omega_\phi$ définis par les tranches $[\Delta\phi]_\phi$ (2) et les tranches $[\Delta\theta]_{\frac{\pi}{2}}$ correspondant à l'ouverture de la jonction (fig.III-11) ; on a donc (d'après III-2) :

(1) *Pour certains points (E'P') expérimentaux, on connaît leur nature mais ils ne sont pas tous présents dans la région où on les attend. Ces points sont classés dans le cas non simple (voir plus loin § B3).*

(2) *Cette notation veut dire tranche* $\Delta\phi$ *"autour" de* $\phi = [\phi - \frac{\Delta\phi}{2}, \phi + \frac{\Delta\phi}{2}]$



— Fig (III - 11) —

$\overrightarrow{OM} = \overrightarrow{v_c}$

$C'M = C'M' = C'M'' = v_{n'6}$

Voir aussi Fig (II-4) et (II-13-a)

$$[W^{j}_{E4}(\frac{\pi}{2},\phi)]_{\Delta\Omega_\phi} = \frac{1}{N_o}\ \frac{\Delta N_\phi}{\Delta\Omega_\phi} \qquad \text{(III-3)}$$

ΔN_ϕ : nombre d'^{16}O émis dans l'angle solide $\Delta\Omega_\phi$, c'est-à-dire émis dans la tranche $[\Delta\phi]_\phi$ et détectés par la jonction (fig.III-11).

N_o : nombre de désexcitations : $^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + {}^{16}O$ total pour le niveau $^{20}Ne^*$ (j,E4) étudié.

Calcul de $\Delta\Omega_\phi$

On utilise la fig.(III-11)

ω : demi-ouverture angulaire de la jonction, dans le laboratoire

$\vec{OM} = \vec{v}_6$: vitesse de l'^{16}O dans le laboratoire

$\vec{C'M} = \vec{v}_{r'_6}$: vitesse relative de l'^{16}O dans le CM du $^{20}Ne^*$.

On a :

$$\text{tg } \omega' = \frac{PL}{OL} = \frac{M'N}{OC'+C'L} = \frac{C'M'\sin\beta}{O'C'+C'N\cos\zeta}$$

$$= \frac{C'M'\sin\beta}{O'C'+C'M'\cos\beta\cos\zeta} = \frac{v_{r'_6}\sin\beta}{v_4+v_{r'_6}\cos\beta\cos\zeta} \qquad \text{(III-4)}$$

Mais, on a aussi :

$$\text{tg } \omega' = \frac{JJ'}{OJ} = \frac{h/2}{D} \qquad \text{(III-5)}$$

d'où :

$$\sin\beta = \frac{h}{2}\left[\frac{v_4}{v_{r'_6}} + \cos\beta\cos\zeta\right] D^{-1} \qquad \text{(III-6)}$$

On peut donc calculer β d'après cette expression.

L'angle solide $\Delta\Omega_\phi$ est donné par (fig.III-11) :

$$\Delta\Omega_\phi = \frac{1}{r^2}\iint_{d\Omega_\phi} r^2 \cos\beta'\, d\beta'\, d\phi$$

$$\Delta\Omega_\phi = 2\sin\beta\,\Delta\phi \qquad \text{(III-7)}$$

En définitive, d'après (III-3), (III-6) et (III-7) et sachant que $\zeta = \phi - \Theta_4^{lab}$ (2ème partie §C.1.b), on en tire :

$$\left[W^{j}_{E4}\left(\frac{\pi}{2},\phi\right)\right]_{\Delta\Omega_\phi} = \frac{1}{N_o}\,\frac{D}{h\left[\frac{v_4}{v_{r'_6}} + \cos(\phi - \Theta_4^{lab})\cos\beta\right]}\,\frac{\Delta N_\phi}{\Delta\phi} \qquad \text{(III-8)}$$

Si la jonction est dans le plan vertical : (corresp. (II-13)'-2ème partie, §C.1.b), un raisonnement identique conduit à :

$$\left[W(\theta,\Theta_4^{lab})\right]_{\Delta\Omega_\theta} = \frac{1}{N_o}\,\frac{D}{h\left[\frac{v_4}{v_{r'_6}} \pm \sin\theta\cos\beta\right]}\,\frac{\Delta N_\theta}{\Delta\theta} \qquad \text{(III-9)}$$

(+ : si $\phi = \Theta_4^{lab}$, - : si $\phi = \Theta_4^{lab} + \pi$ - voir (II-13)'-)

Rappel : N_o : nombre total de désexcitations α du niveau $^{20}Ne^*$ étudié

D : distance cible-jonction

h : hauteur jonction

v_4 : vitesse du $^{20}Ne^*$ dans le laboratoire

$v_{r'_6}$: vitesse relative de l'^{16}O dans le CM du $^{20}Ne^*$

Θ_4^{lab} : angle d'émission du $^{20}Ne^*$ dans le laboratoire, par rapport à la direction du faisceau.

ΔN_ϕ (resp^{t} ΔN_θ) : nombre d'^{16}O émis dans la tranche $[\Delta\phi]_\phi$ (resp^{t} $[\Delta\theta]_\theta$) et détectés par la jonction.

Pour les α, une méthode identique conduit à des résultats analogues. Le problème consiste donc, maintenant, à déterminer les nombres ΔN_ϕ et ΔN_θ, et d'autre part, à déterminer N_o, dans les expressions (III-8) et (III-9).

B.2.b. *Détermination de ΔN_ϕ et ΔN_θ.*

B.2.b.1. *Facteurs d'élargissement.*

Soit l'exemple de la détection des ^{16}O par la jonction placée horizontalement (fig.III-11) : en supposant que la désexcitation a toujours lieu au point O, et que la jonction possède une résolution parfaite en énergie et en position, on voit d'après la fig.(III-11) que les ^{16}O détectés ne se placeront pas toujours exactement sur la courbe théorique de la fig.(II-14). L'ouverture de la jonction constitue ainsi un facteur (ou cause) d'élargissement. Outre l'ouverture de la jonction d'autre facteurs d'élargissement interviennent :

- Résolution en énergie et en position de la jonction,
- dimensions du faisceau,
- ouverture d'entrée de l'aimant,
- ralentissement dans la cible et dans les fenêtres d'entrées des détecteurs,
- dispersion angulaire dans la cible.

L'ensemble de ces causes d'élargissement fait qu'autour de chaque point (E',P') des courbes théoriques de la fig.(II-14), il y a une distribution statistique de points suivant une loi qui se rapproche d'autant plus d'une loi normale (gaussienne) que le nombre de causes d'élargissement indépendantes est grand.

B.2.b.2. Elargissement du pic de recul et forme de la distribution statistique des points (E',P') expérimentaux.

On a vu (§A.4.C) qu'un pic de recul, dû au phénomène : $^{16}O(^{16}O, ^{12}C^{*}_{(4.43MeV)})^{20}Ne^{*}_{(4.25MeV)} \rightarrow \gamma + ^{20}Ne$ apparaît sur les bidims (E'×P') des niveaux (8.45 MeV) et (8.78 MeV).

L'émission du γ en vol conduit à un élargissement en énergie et en position pour le ^{20}Ne détecté par la jonction. On peut voir que les quantités de mouvement du γ et du ^{20}Ne sont données respectivement par :

$$\begin{cases} P_\gamma = \dfrac{E_\gamma}{c} & \text{(III-10)} \\ P_{Ne} = \dfrac{E_o}{c}\sqrt{\dfrac{2T}{E_o}} & \text{(III-11)} \end{cases}$$

E_γ : Energie du γ (4.25 MeV)
E_o : Energie de masse du ^{20}Ne fondamental
T : Energie cinétique du $^{20}Ne^{*}$

On en tire :

$$\frac{P_\gamma}{P_{Ne}} = \frac{E_\gamma}{\sqrt{2TE_o}} = \sin(\Delta\Theta_4^{lab}) \qquad \text{(III-12)}$$

et :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{2E_\gamma}{\sqrt{2TE_o}} \qquad \text{(III-13)}$$

$\Delta\Theta_4^{lab}$: écart angulaire maximum entre la direction de recul du $^{20}Ne^{*}$ (4.25 MeV) et celle du ^{20}Ne détecté (fig.III-12).

ΔT : écart maximum en énergie entre les ^{20}Ne détectés dans les deux situations extrêmes : γ émis vers l'avant et : γ émis vers l'arrière.

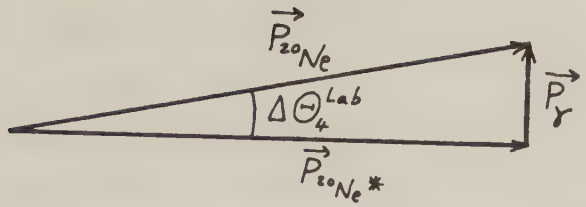
Les valeurs : T (déduite de la cinématique), E_o ($\simeq$ 20 u.m.a) et E_γ (=4.25 MeV), donnent pour $\Delta\Theta_4^{lab}$ et $\frac{\Delta T}{T}$ des valeurs très faibles : $\frac{\Delta T}{T} \simeq 2\Delta\Theta_4^{lab} = 0.016$. Autrement dit, si les causes d'élargissement évoquées au paragraphe précédent n'existaient pas, le pic de recul aurait une largeur très faible (en E' et en P'). Sur les bidims (E'×P') cette largeur n'excèderait pas 1 canal (en E' et en P'). L'élargissement dû à l'émission γ par le noyau de recul est donc négligeable (1) et la distribution statistique observée pour le pic de recul des bidims (E'×P') correspondant aux niveaux (8.45 MeV) et (8.78 MeV), est due uniquement aux causes d'élargissement évoquées au paragraphe précédent (B.2.b.1). L'importance des causes d'élargissement étant supposée sensiblement la même pour les points E'×P' de la courbe de corrélation et du pic de recul, la forme de la distribution statistique autour de chaque point théorique de la courbe de corrélation est donc donnée par celle du pic de recul. Cette forme est à peu près elliptique, l'intersection des axes de cette ellipse (centre de l'ellipse) donne le point théorique (E',P') correspondant au noyau $^{20}Ne^*$ (4.25 MeV). Chaque ellipse de centre de ce point théorique est une courbe d'équiprobabilité (fig.III-13).

B.2.b.3. *Correspondance : point expérimental - point théorique (B→A).*

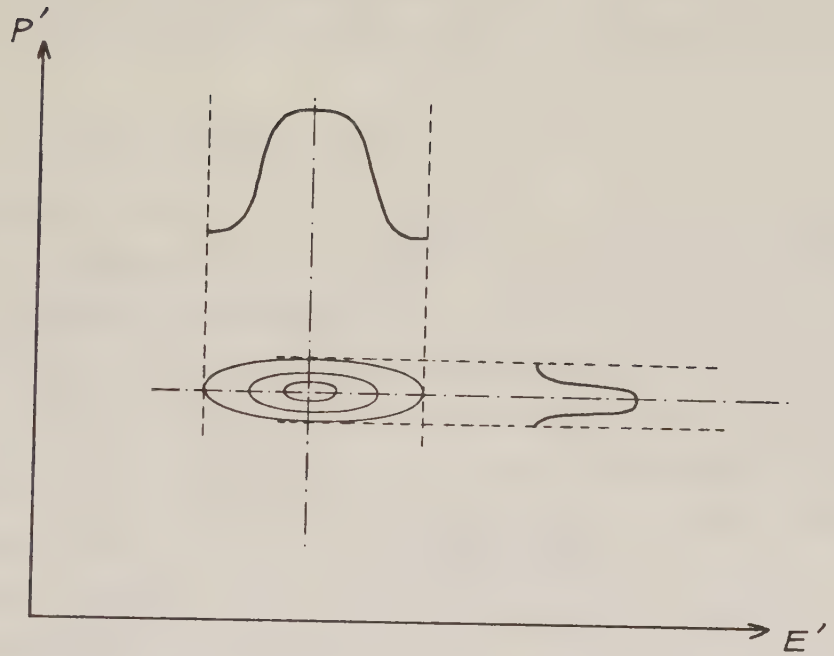
Considérons maintenant un point (E',P') correspondant par exemple à la détection d'un ^{16}O, ce point n'étant pas exactement sur la courbe théorique (fig.III-14, point B). S'il n'y avait eu aucune cause d'élargissement, le phénomène physique lié à ce point expérimental aurait donné un point sur la courbe théorique. Comme on ignore comment sont intervenues les différentes causes d'élargissement pour chaque point (E',P') expérimental pris individuellement, le point (E',P') expérimental envisagé peut, à priori, correspondre à tous les points théoriques de la courbe qui lui sont voisins : ce point expérimental est en effet situé à l'intersection de toutes les ellipses d'équiprobabilité centrées aux différents points théoriques (fig.III-14). Parmi ces ellipses, il en existe une pour laquelle la probabilité est maximale (ellipse la plus "petite"). Le point théorique le plus probable correspondant au point

---

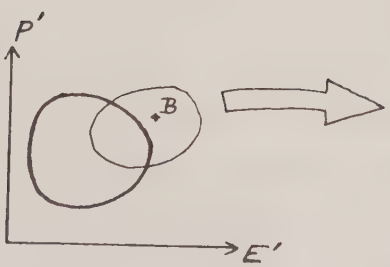
(1) *Il existe aussi un élargissement provenant de la dispersion angulaire sur le ^{12}C. On montre de même qu'il est négligeable.*

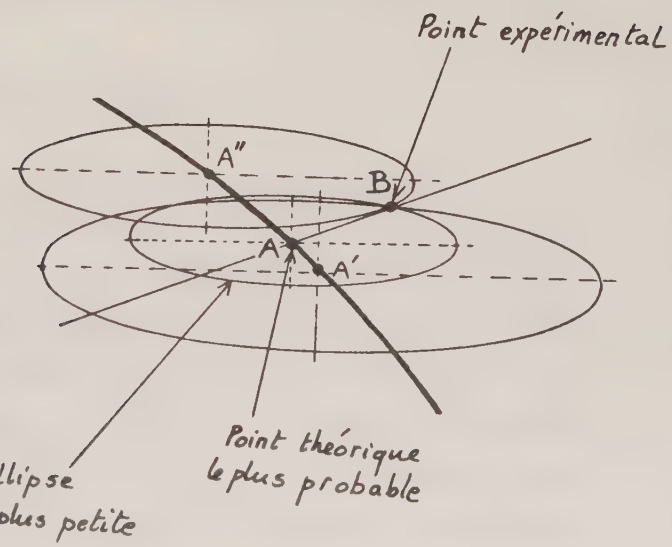


— Fig (III - 12) —



— Fig (III - 13) —





— Fig (III - 14) —

expérimental étudié est celui qui est le centre de cette ellipse (point A de la fig.III-14). D'après cette propriété et connaissant la forme de l'ellipse (donnée par le pic de recul), on peut ainsi, pour chaque point expérimental correspondant à une détection d'^{16}O, déterminer le point théorique le plus probable auquel il correspond, en construisant à chaque fois la droite AB de la fig.III-14. La même méthode est applicable pour les points expérimentaux correspondant aux α. En utilisant cette méthode, on commet donc inévitablement une erreur : le point théorique le plus probable n'est pas le point théorique correspondant effectivement au point expérimental. Cette erreur, d'une autre nature que l'erreur statistique proportionnelle à $\sqrt{\Delta N_\phi}$, conduit à un "lissage" de la fonction de corrélation. On suppose que la correspondance (B → A) décrite ci-dessus est valable si B n'est pas trop éloigné de la courbe théorique.

B.2.b.4. Découpage des bidims (E'× P') en secteurs S_ϕ (ou S_θ)

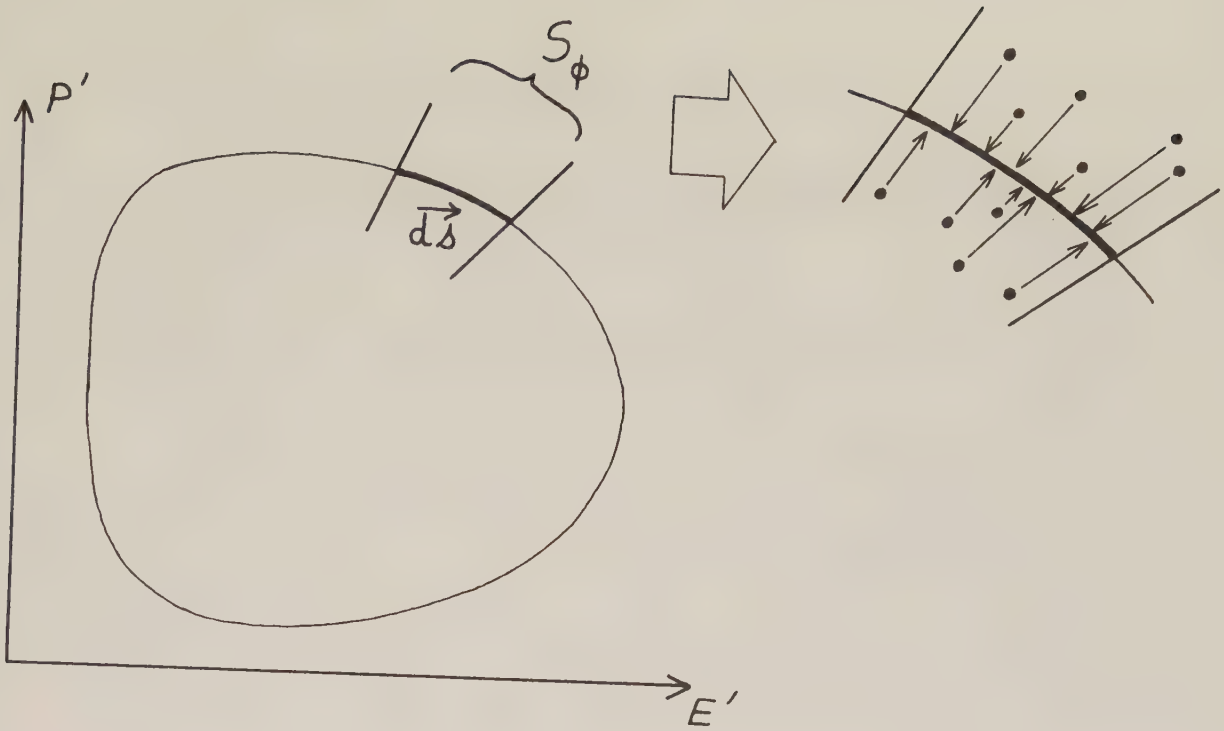
La réalisation pratique de la correspondance (B → A) suppose que l'on sache à quelle sorte de détection (^{16}O, α, α+^{16}) correspond le point expérimental étudié. Autrement dit, cette correspondance est applicable dans le cas simple. On voit alors qu'à une tranche $[\Delta\phi]_\phi$ correspond sur la courbe théorique un arc $\overset{\frown}{ds}$ (1) qui délimite un secteur S_ϕ tel que les points expérimentaux situés dans S_ϕ correspondent à des points théoriques sur $\overset{\frown}{ds}$ (fig.III-15). On voit donc que le nombre ΔN_ϕ d'^{16}O (par ex) émis dans $[\Delta\phi]_\phi$ et détectés par la jonction n'est autre que le nombre ΔN_{S_ϕ} de points expérimentaux dans le secteur S_ϕ (à l'erreur - évoquée dans le §B.2.b.3 précédent - près).
Donc, dans le cas où l'on sait à quelle sorte de détection correspondent tous les points expérimentaux du secteur S_ϕ (cas simple), le nombre ΔN_ϕ de l'expression (III-8) est égal à ΔN_{S_ϕ}. La méthode est la même (découpage en secteurs S_θ) pour évaluer ΔN_θ dans l'expression (III-9).

B.2.c. Détermination de N_o.

Pour normaliser l'histogramme de la fonction de corrélation, il est nécessaire de connaître le nombre N_o de désexcitations du $^{20}Ne^*$ dans le niveau considéré (Cf expressions (III-8) et (III-9)). Ce nombre est la somme sur toutes les catégories des nombres d'événements $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$ observés dans le pic correspondant au niveau considéré dans le spectre (Bρ). Pour les niveaux 7.17 MeV et 10.26 MeV, ce nombre d'événements $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$ est égal au nombre de coups dans le pic. Pour le 8.45 et le 8.78 MeV, il faut retrancher le nombre de coups correspondant au pic de recul. Ce nombre de

---

(1) par l'intermédiaire de la correspondance (II-12).



— Fig (III - 15) —

coups peut être évalué en procédant à la constitution (pour toutes les catégories) du spectre (Bρ) avec une fenêtre (ΔE',ΔP') sur le pic de recul (et une fenêtre en ΔE sur les ^{12}C).

B.3. Problèmes supplémentaires dans le cas non simple.

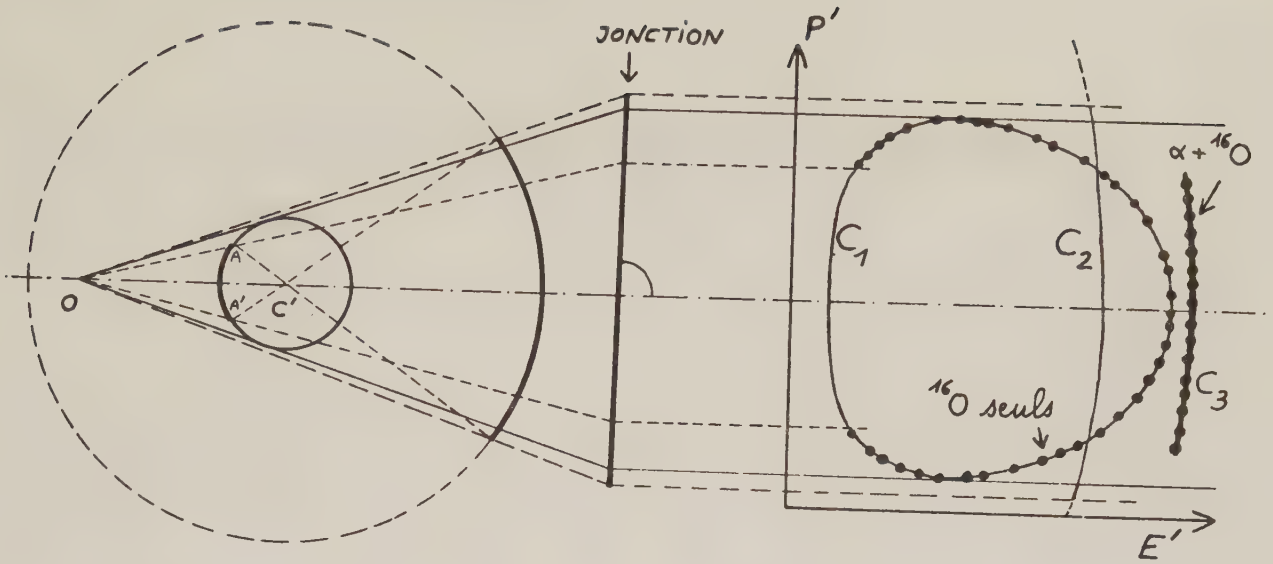
On prend l'exemple de la jonction horizontale : supposons d'abord que l'ouverture de la jonction est nulle, et qu'il n'y a aucune autre cause d'élargissement. Les fig.(III-16a) et (III-16b) montrent, pour ce cas, les régions des courbes théoriques C_1, C_2, C_3 (1) où se placent (pour un niveau $^{20}Ne^*$ donné), les points expérimentaux correspondant aux différents types de détection (2). Or, la jonction a une certaine ouverture ; il est donc possible que des situations où l'on doit avoir une détection ($\alpha+^{16}O$) (portion d'arc $\overset{\frown}{AA'}$ de la fig.III-16a) conduisent en fait à ne détecter que l'^{16}O (fig.III-17a1). De plus, le plan de désexcitation ne coupe pas toujours la jonction à mi-hauteur (géométrie imparfaite) à cause des dimensions du faisceau de son éventuel décentrement,du diaphragme,de l'aimant etc..., ce qui peut conduire à des détections d'α seuls au lieu de ($\alpha+^{16}O$) (fig.III-17a2).

Finalement, en reconsidérant l'ensemble des facteurs d'élargissement, les points expérimentaux viennent se placer autour de toute la courbe théorique C_1 des ^{16}O, autour de la courbe théorique C_2 des α et sur une région déterminée de la courbe C_3 (fig.III-17b). Les points (E',P') se répartissent ainsi en 5 zones correspondant aux différentes sortes de détection (fig.III-18)

^{16}O seuls	Z_1	
α seuls	Z_2	(vide dans le cas de la fig.III-16a)
($\alpha+^{16}O$)	Z_3	
^{16}O seuls au lieu de ($\alpha+^{16}O$)	Z_4	(fig.III-17a1)
α seuls au lieu de ($\alpha+^{16}O$)	Z_5	(fig.III-17a2)

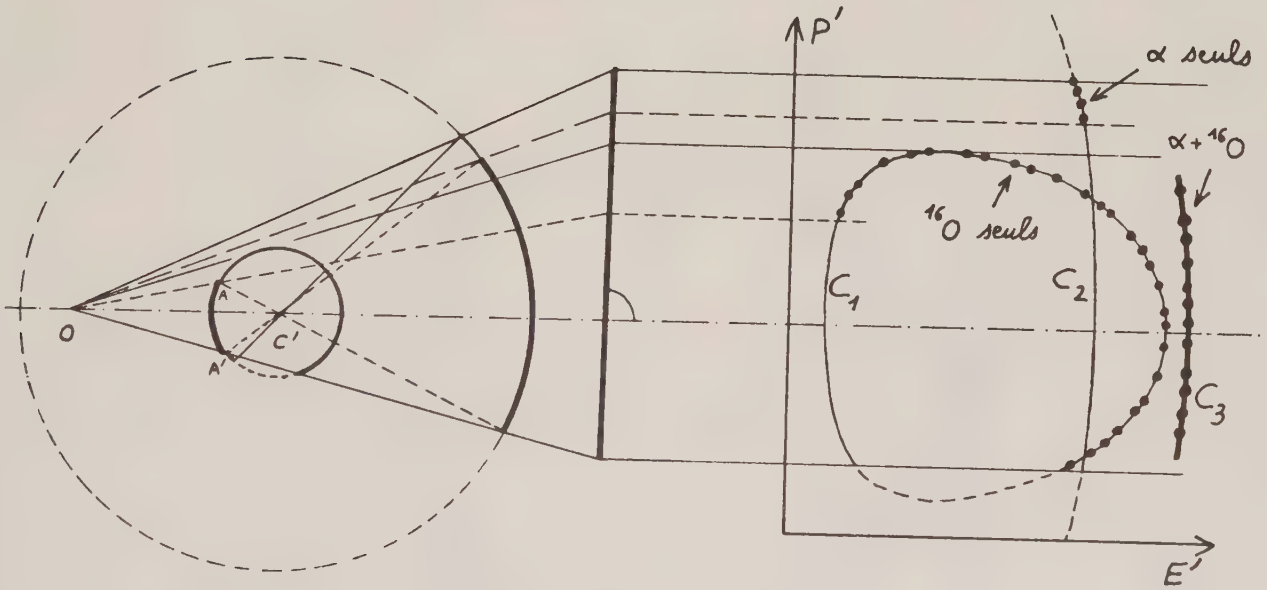
(1) *Pour les détections ($\alpha+^{16}O$), la jonction fournit :*
- *un signal E' qui est la somme des énergies T_5 et T_6 de l'α et de l'^{16}O*
- *un signal PE', tel que P' est la position du barycentre des impacts de l'α et de l'^{16}O affectés des poids respectifs T_5 et T_6. Cela donne une courbe théorique telle que la courbe C_3 de la fig.(III-16b).*

(2) *Le cas de la fig.(III-16a) correspond à un cas concret rencontré souvent au cours de nos expériences : ici, il n'y a pas de points sur C_2 (α seuls) Un autre cas de figure est possible ou apparaissent des α seuls (fig. III-16).*



— Fig (III-16-a) —

— Fig (III-16-b) —



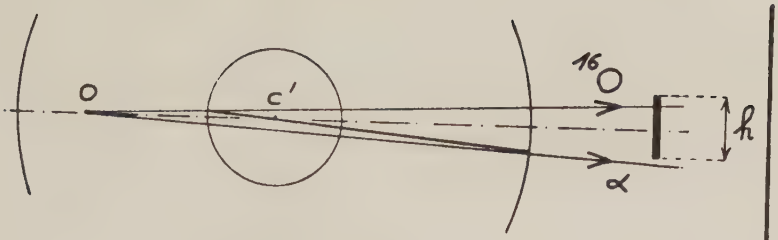
— Fig (III-16)' —

On voit que le taux de comptage (aux variations dues à la fonction de corrélation près) n'est pas le même suivant la zone considérée. De plus, il y a ambiguité sur la nature de la détection pour les points (E',P') expérimentaux situés à l'intersection de zones différentes. Les régions où il y a ambiguité R_1, R_2, R_3 sont représentées sur la fig.III-17b.

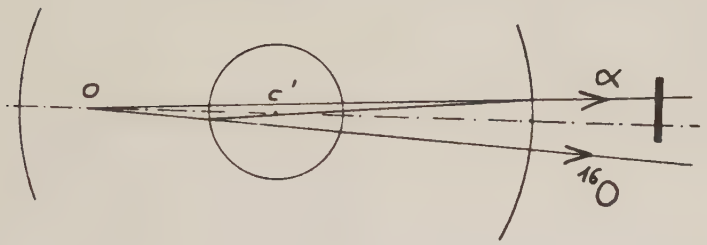
B.4. Réalisation de l'histogramme sur un intervalle de 2π.

La méthode décrite précédemment pour le cas simple n'est pas applicable pour les régions R_1, R_2, R_3 où il y a ambiguité et pour la zone Z_4 où le taux de comptage dépend de la géométrie forcément imparfaite.

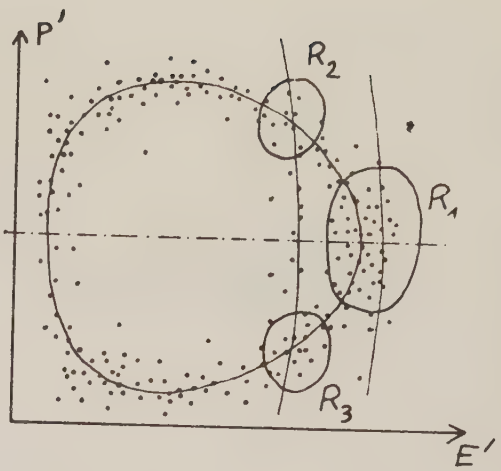
Cependant, pour R_2 et R_3, le nombre de détections (α seuls) ayant été très faible, on a appliqué la méthode valable dans le cas simple. Pour R_1 et Z_4, on a eu recours à deux méthodes : l'une utilisant une évaluation des écarts à une géométrie parfaite, et l'autre les propriétés de symétrie et de périodicité de la fonction de corrélation. On a pu ainsi réaliser l'histogramme complet de $W(\frac{\pi}{2}, \phi)$ sur l'intervalle $[\phi,\phi+2\pi]$. On a procédé de façon analogue pour la position verticale de la jonction.



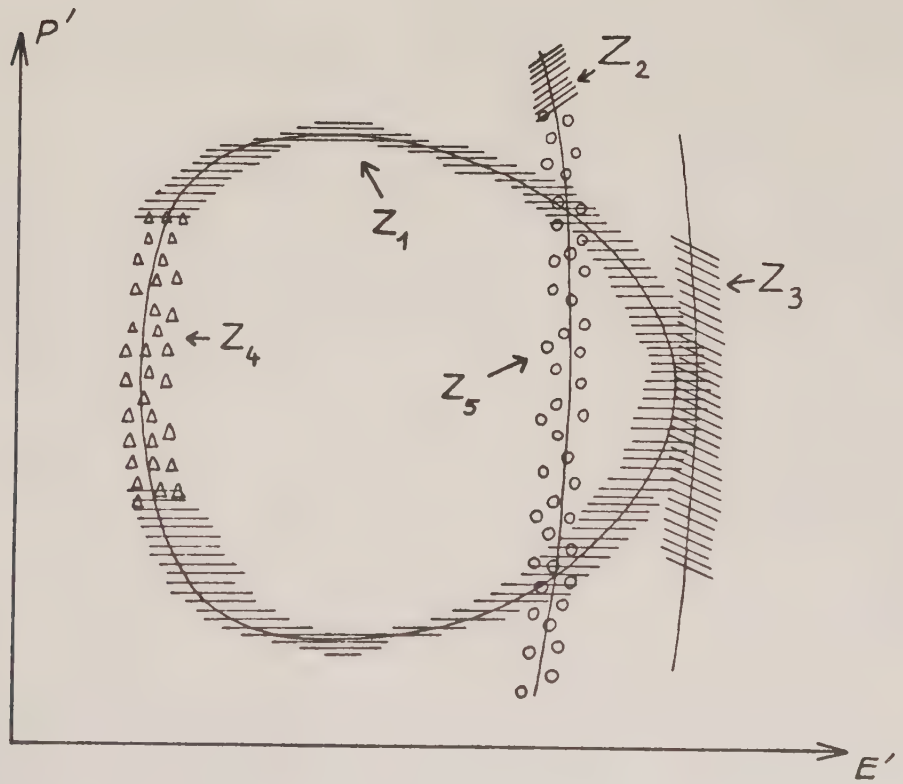
— Fig (III-17-a1) —



— Fig (III-17-a2) —



— Fig (III-17-b) —



— Fig (III-18) —

— IV —

RÉSULTATS ET ANALYSE

PLAN DE LA QUATRIEME PARTIE

A - INTRODUCTION - CHOIX DES VALEURS DE θ_3^{lab} ET DE T

B - RESULTATS

B.1. Spectres Bρ, distributions angulaires, fonction d'excitation.

B.2. Les fonctions de corrélation.

B.3. Recherche des distributions des p_m^j - Premiers Résultats.

C - ANALYSE

C.1. Introduction.

C.2. Etude de quelques cas simples de mécanisme
Lien avec les p_m^j et $W_{E_4}^J(\theta,\phi)$

C.2.a. *Les mécanismes et les distributions des* p_m^j.

C.2.b. *Les fonctions de corrélation correspondantes*.

C.3. Comparaison avec les résultats.

A - INTRODUCTION

CHOIX DES VALEURS DE Θ_3^{lab} et de T

Le choix de l'énergie T des ^{16}O incidents et de l'angle Θ_3^{lab} d'observation des ^{12}C a été dicté par une série de considérations que l'on se propose d'examiner ici brièvement.

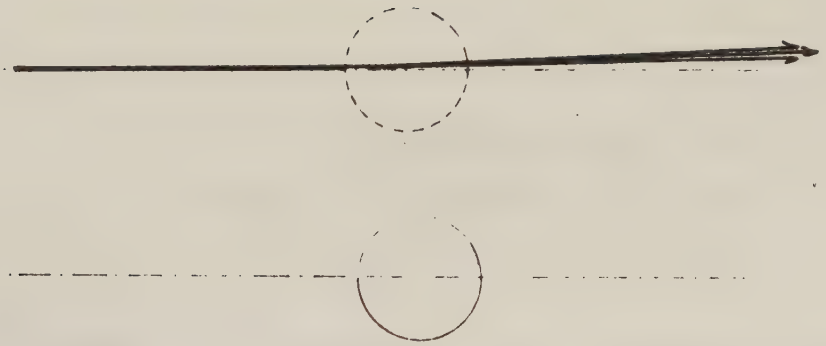
Le noyau est assimilé à une sphère dont le volume est celui de la région où est présent le potentiel nucléaire. On suppose que l'énergie T est suffisamment grande pour permettre le franchissement de la barrière coulombienne. On désigne par b le paramètre d'impact dans la voie d'entrée, b_o est le paramètre d'impact de l'incidence rasante.
Trois cas peuvent se présenter (Fig. IV-1) :

1) $b > b_o$ grands paramètres d'impact
2) $\ell \sim b_o$ incidence rasante
3) $b < b_o$ petits paramètres d'impact

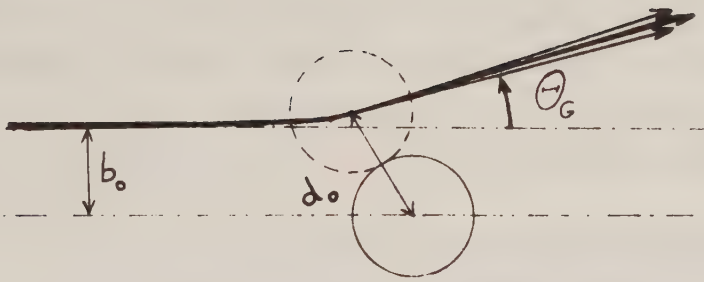
Si, dans un premier temps, on considère que les trajectoires des noyaux entrant en jeu sont déterminées,
pour l'essentiel, par l'interaction coulombienne, ces trois cas conduisent aux conclusions suivantes :

1. Aux grands paramètres d'impact, les noyaux de la voie d'entrée sont trop éloignés l'un de l'autre et ont une probabilité quasi nulle d'échanger des nucléons (Fig. IV-1-a). La section efficace de la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$ est donc très faible vers l'avant.

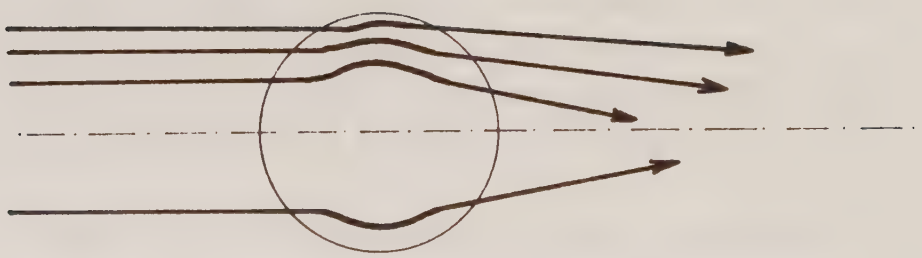
2. A l'incidence rasante, la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$ a une probabilité non négligeable de se produire. L'absorption est faible dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie. On retrouve donc pratiquement tous les ^{12}C dans la voie de sortie. L'angle d'émission correspondant est appelé "Grazing-angle" (Fig. IV-1-b).



— Fig (IV - 1 - a) —



— Fig (IV - 1 - b) —



— Fig (IV - 2) —

3. Aux petits paramètres d'impact, le noyau incident pénètre profondément dans le noyau-cible. Dans ce cas, l'absorption vers d'autres voies devient plus importante, (autres réactions directes, noyau composé $^{32}S^*$ ne donnant pratiquement jamais : $^{32}S^* \rightarrow {}^{12}C + {}^{20}Ne^*$). La section efficace reste donc faible vers les grands angles de déflexion (relatifs aux petits paramètres d'impact).

Il résulte de ce qui précède que la distribution angulaire (variation de $d\sigma/d\Omega$ en fonction de Θ_3^{lab} à T fixé) présente un maximum au voisinage du grazing angle.

Si on tient compte maintenant de l'intervention du potentiel nucléaire, les conclusions sont différentes.

Dans le 3e cas, il y a un effet de "focalisation" vers l'avant (Fig. IV.2). Si l'absorption est faible, on voit donc que la section efficace de la réaction est importante aux petits angles de déflexion et peut ainsi ne pas présenter de pic au grazing-angle. C'est ce que l'on constatera (§ B-1) sur les distributions angulaires mesurées.

Le grazing angle garde de toute façon une signification qui est celle d'être l'angle d'émission des ^{12}C issus de la réaction $^{16}O(^{16}O,{}^{12}C)^{20}Ne^*$ à la limite de pénétration réciproque des potentiels nucléaires des ^{16}O de la voie d'entrée.

La valeur du grazing-angle peut être calculée connaissant le paramètre d'impact b_o de l'incidence rasante et l'énergie T ; le calcul a été fait de la façon suivante :

Pour la voie $(^{16}O,{}^{16}O)$, on a (Réf. 22):

$\text{cotg}\ \Theta_G^{CM} = \frac{b_o}{a}$ (Θ_G^{CM} = grazing angle de la diffusion élastique) :

avec : $a = \frac{k\, Z_{^{16}O}^2\, e^2}{T}$ (T : énergie incidente CM , $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}$)

et : $b_o = \sqrt{d_o(d_o - 2a)}$

distance minimale d'approche : $d_o = 2\, r_{^{16}O} \times A_{^{16}O}^{1/3}$

- même méthode pour la voie (^{12}C,$^{20}Ne^*$) en tenant compte du Q de réaction et de l'énergie d'excitation du $^{20}Ne^*$ pour la valeur de T ; d_o vaut dans ce cas :

$$d_o = r_{^{12}C}\, A_{^{12}C}^{1/3} + r_{^{20}Ne^*}\, A_{^{20}Ne^*}^{1/3}$$

- on fait ensuite la moyenne des deux angles Θ_G^{CM} obtenus

Le but de notre expérience a été d'étudier la réaction $^{16}O(^{18}O,^{12}C)^{20}Ne^*$ avec émission du ^{12}C au grazing angle, autrement dit le transfert d'une particule α entre deux noyaux d'oxygène à l'incidence rasante.

Dans ces conditions, les règles d'adaptation du moment angulaire (Réf. 9) s'appliquent. A l'énergie choisie, les niveaux (de décroissance α) étudiés (et dont les spins vont de 3 à 6) satisfont plus ou moins bien à ces règles et on verra l'influence de l'adaptation sur la polarisation.

B - RESULTATS

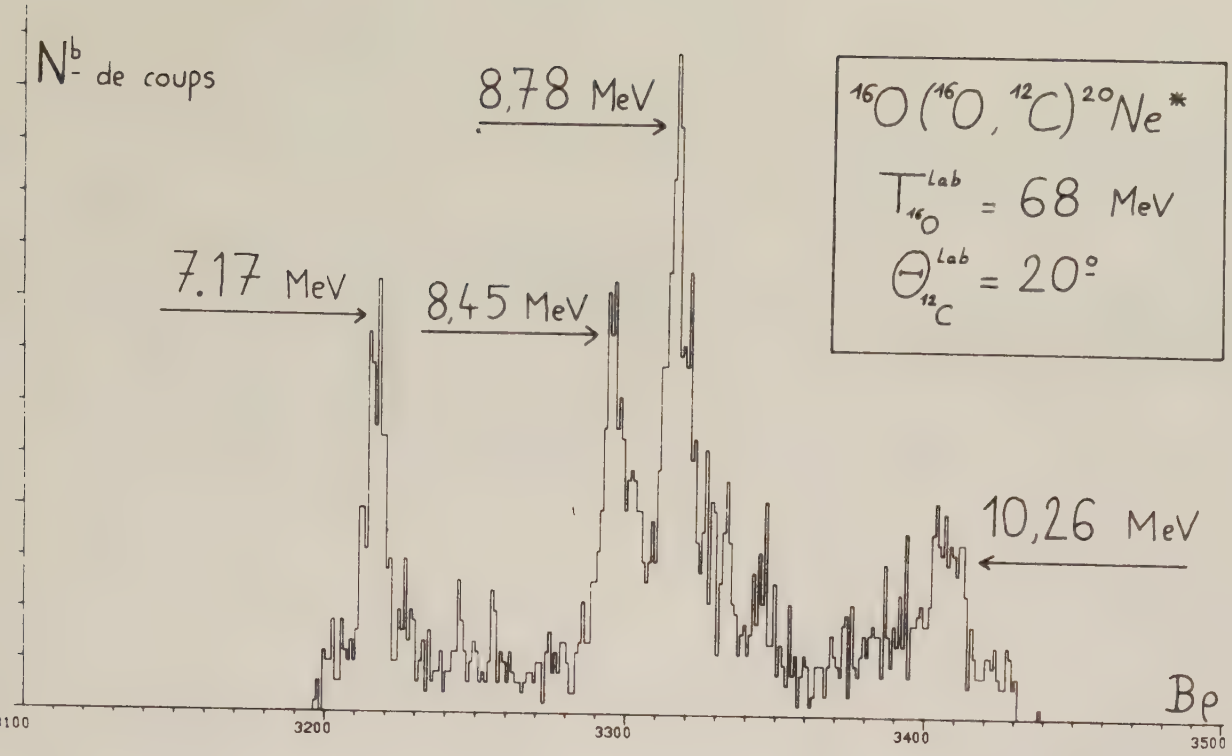
B.1. Spectres Bρ, Distributions angulaires, Fonction d'excitation.

On s'est placé aux énergies T = 68 MeV et T = 90 MeV.
A des angles Θ_3^{lab} voisins de 19° pour T = 68 MeV, et de 14° pour T = 90 MeV, (valeurs des grazing angle calculés), on a réalisé les spectres (Bρ) sur lesquels apparaissent une série de pics témoignant de la présence de niveaux favorisés [1] (Fig. IV-3-a et IV-3-b), dont quatre sont de décroissance α : 7.17 MeV (3^-,bande du 1^-); 8.45 MeV (5^-,bande du 2^-); 8.78 MeV (6^+,bande du 0^+); 10.26 MeV (5^-,bande du 1^-).

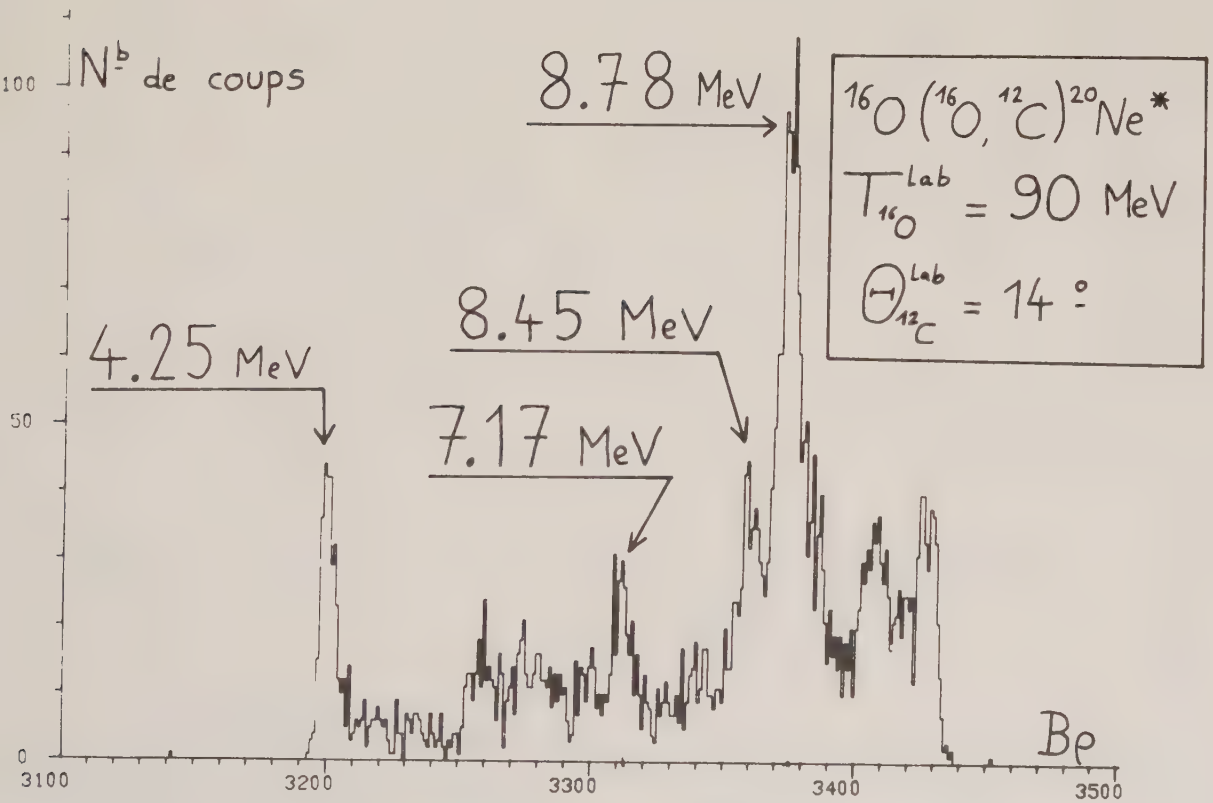
Pour chacun de ces niveaux, on a mesuré la distribution angulaire dans les deux cas : T = 68 MeV et T = 90 MeV (Fig. IV-4-a et IV-4-b). Une fonction

---

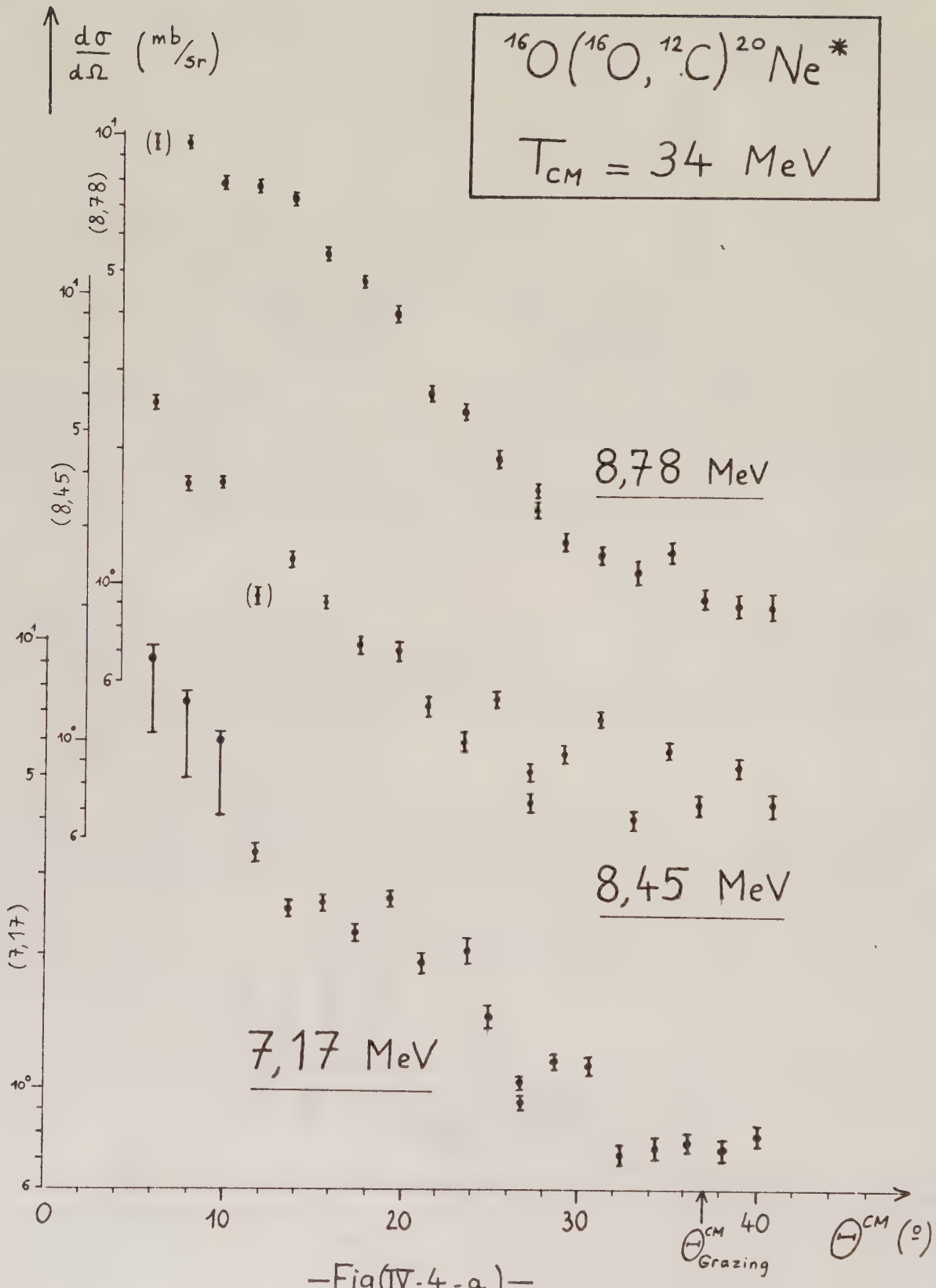
(1) *La présence de ces pics confirme que le processus étudié produit effectivement le noyau $^{20}Ne^*$ intermédiaire. Le processus $^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{12}C + \alpha + {}^{16}O$, ne possède pas de telles "résonances" de l'énergie T_3 des ^{12}C.*



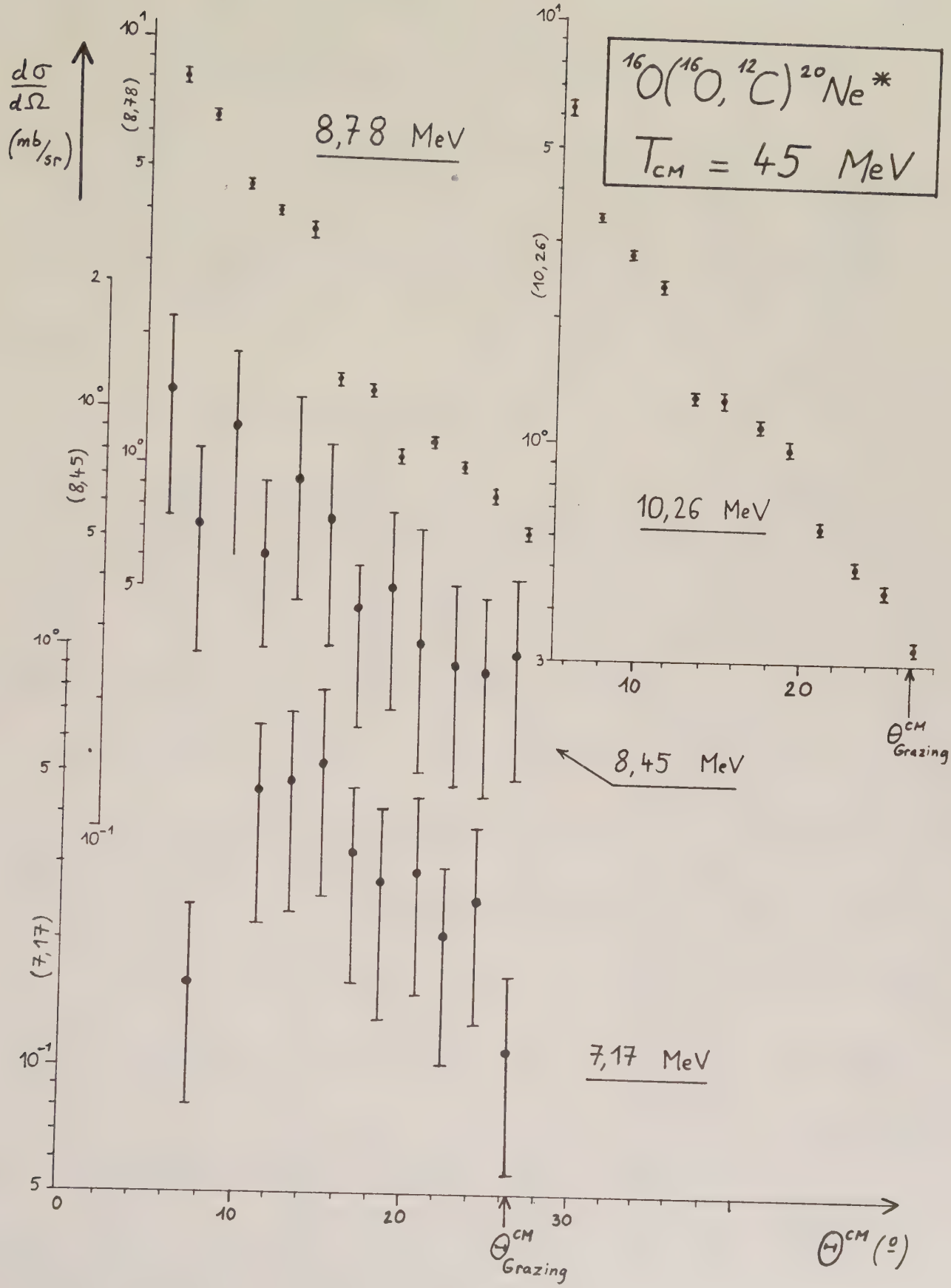
— Fig (IV - 3 - a) —



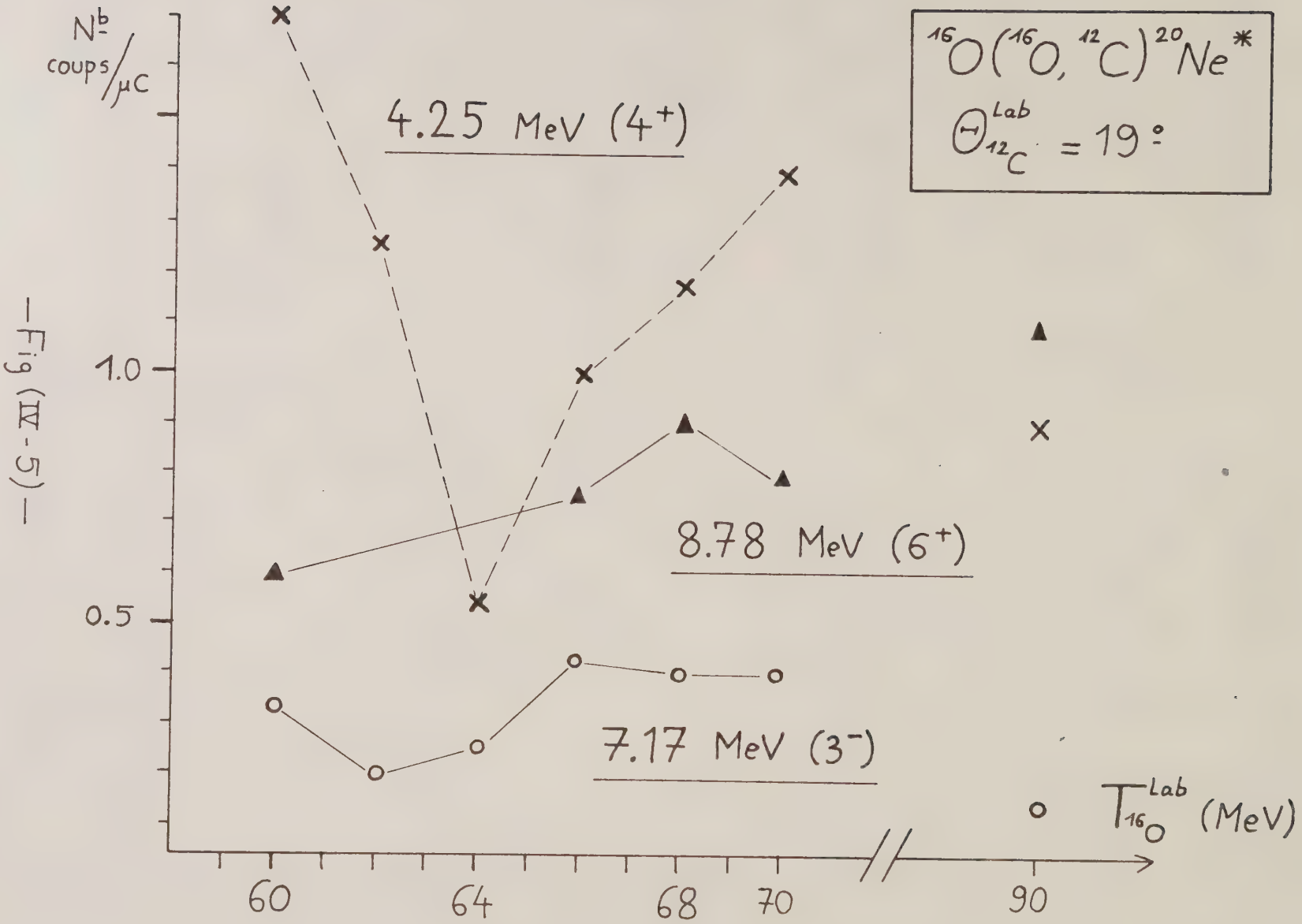
— Fig (IV - 3 - b) —


$^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}$
$T_{CM} = 34$ MeV
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
(8,78)
(8,45)
(7,17)
(I)
8,78 MeV
8,45 MeV
7,17 MeV
0
10
20
30
40
$\Theta^{CM}_{Grazing}$
Θ^{CM} (°)

—Fig(IV-4-a)—


dσ/dΩ (mb/sr)
16O(16O, 12C)20Ne*
Tcm = 45 MeV
8,78 MeV
10,26 MeV
8,45 MeV
7,17 MeV
(8,78)
(10,26)
(8,45)
(7,17)
θCM Grazing
θCM (°)

—Fig(IV-4-b)—


$^{16}O(^{16}O, ^{12}C)^{20}Ne^*$
$\Theta^{Lab}_{^{12}C} = 19°$
4.25 MeV (4+)
8.78 MeV (6+)
7.17 MeV (3−)
N^b coups/μC
— Fig (IX-5) —
1.0
0.5
60
64
68
70
90
$T^{Lab}_{^{16}O}$ (MeV)

d'excitation (variation de $d\sigma/d\Omega$ en fonction de T, à Θ_3^{lab} fixé) à $\Theta_3^{lab} = 19°$ est montrée (fig.IV.5) pour les niveaux 4,25 MeV (décroissance γ), 7,17 MeV et 8,78 MeV, permettant ainsi de constater une relative régularité de $d\sigma/d\Omega$ pour le 7,17 MeV et le 8,78 MeV à T = 68 MeV (Fig.IV-5). Cette régularité a également été observée pour le 8,45 MeV et le 10,26 MeV. Ceci tend à montrer que la réaction est principalement directe à 68 MeV pour les 4 niveaux étudiés.

En même temps qu'elles nous permettent de faire un choix de T et de Θ_3^{lab}, la distribution angulaire et la fonction d'excitation nous fournissent une mesure de la section efficace de la réaction dans les conditions expérimentales choisies. On rappelle que la connaissance de cette section efficace est nécessaire pour pouvoir déterminer les amplitudes de réaction T_{jm} (CF. 1ère partie).

B.2. Les fonctions de corrélations.

Les mesures dont on donne ici les résultats ont été effectuées pour les quatre niveaux favorisés dans les conditions expérimentales suivantes :

T	Niveau $^{20}Ne^*$	Θ_3^{lab}	Jonction (H : horizontale V : verticale)	Histograme de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ Figure correspondante
68 MeV	7,17 MeV (3^-)	17°5	H	IV-6-a1
			V	IV-6-a2
		20°5	H	IV-6-b1
			V	IV-6-b2
	8,45 MeV (5^-)	17°5	H	IV-6-a1
			V	IV-6-a2
		20°5	H	IV-6-b1
			V	IV-6-b2
	8,78 MeV (6^+)	17°5	H	IV-6-a1
			V	IV-6-a2
		20°5	H	IV-6-b1
			V	IV-6-b2
	10,26 MeV (5^-)	17°5	H	IV-6-a1
			V	IV-6-a2
		20°5	H	IV-6-b1
			V	IV-6-b2
90 MeV	7,17 MeV	14°	V	IV-6-C
		14°	V	IV-6-C

- RESULTATS CORRELATIONS -

. Les barres d'erreur n'ont pas été portées sur les histogrammes. La variation, en fonction de $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$, de l'erreur absolue $\Delta W^j_{E_4}(\theta,\phi)$ est assez bien décrite par la formule empirique :

$$\Delta W^j_{E_4}(\theta,\phi) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{W^j_{E_4}(\theta,\phi) + 0.05}{62.5}}$$

. Rappel : * numérotation des noyaux : $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + {}^{16}O$

$N_2(N_1,N_3)N_4^* \rightarrow N_5 + N_6$

* on donne ici la corrélation angulaire : $(^{12}C,^{16}O) = (N_3,N_6)$
* angles Θ_3^{lab}, Θ_4^{lab}, θ, ϕ, ζ, choix des axes : voir les Fig.II-1, II-4, II-13-a et II-13-b.

* T = énergie cinétique de N_1 dans le laboratoire.

. Ouverture angulaire : $\Delta\ \Theta\ ^{lab}_3 = 0,8°$.

(ouverture verticale : 1,2°).

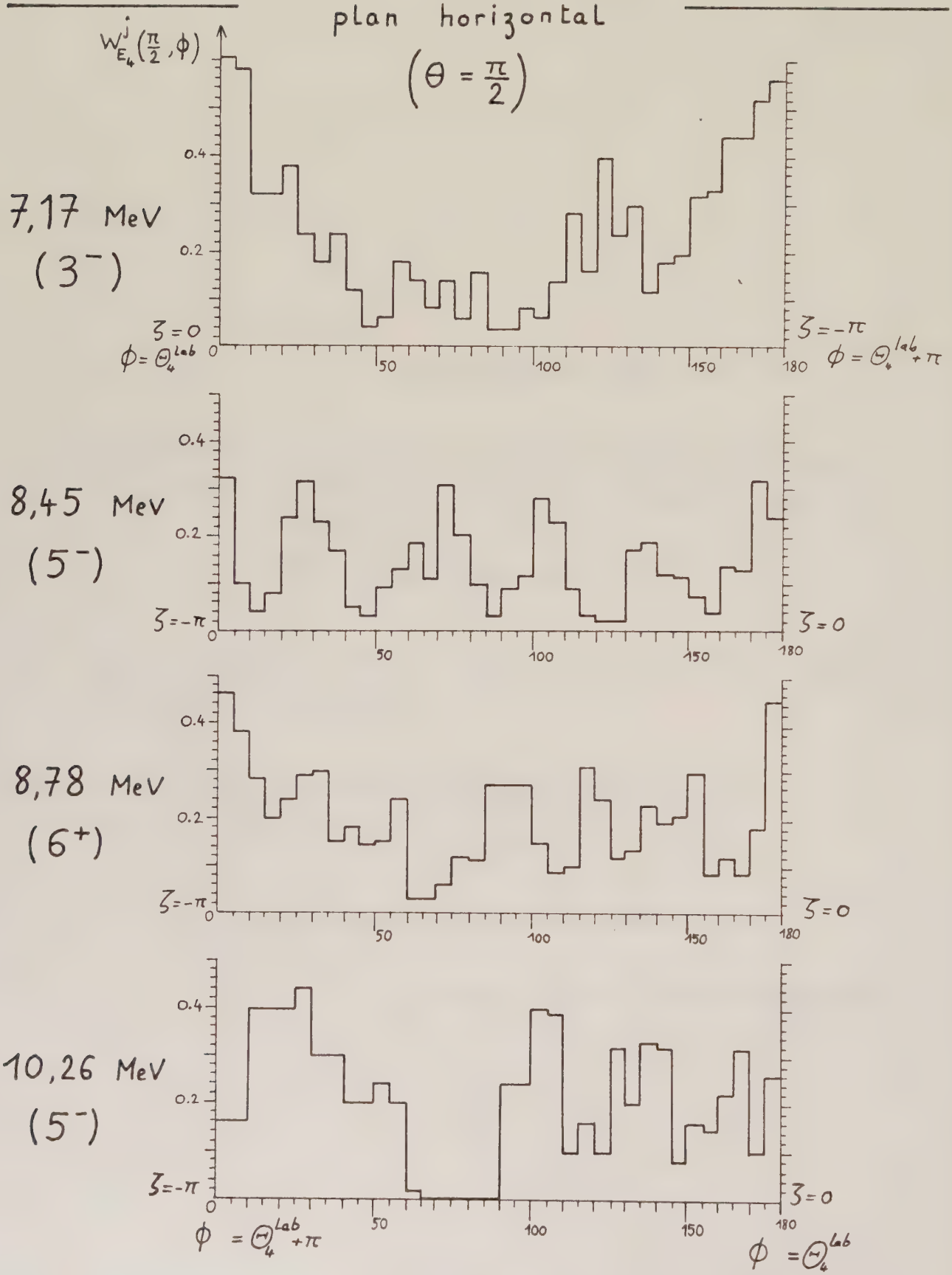
$\Theta_3^{Lab} = 17°5$

Corrélation (^{16}O)

plan horizontal

$\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$

$T = 68$ MeV

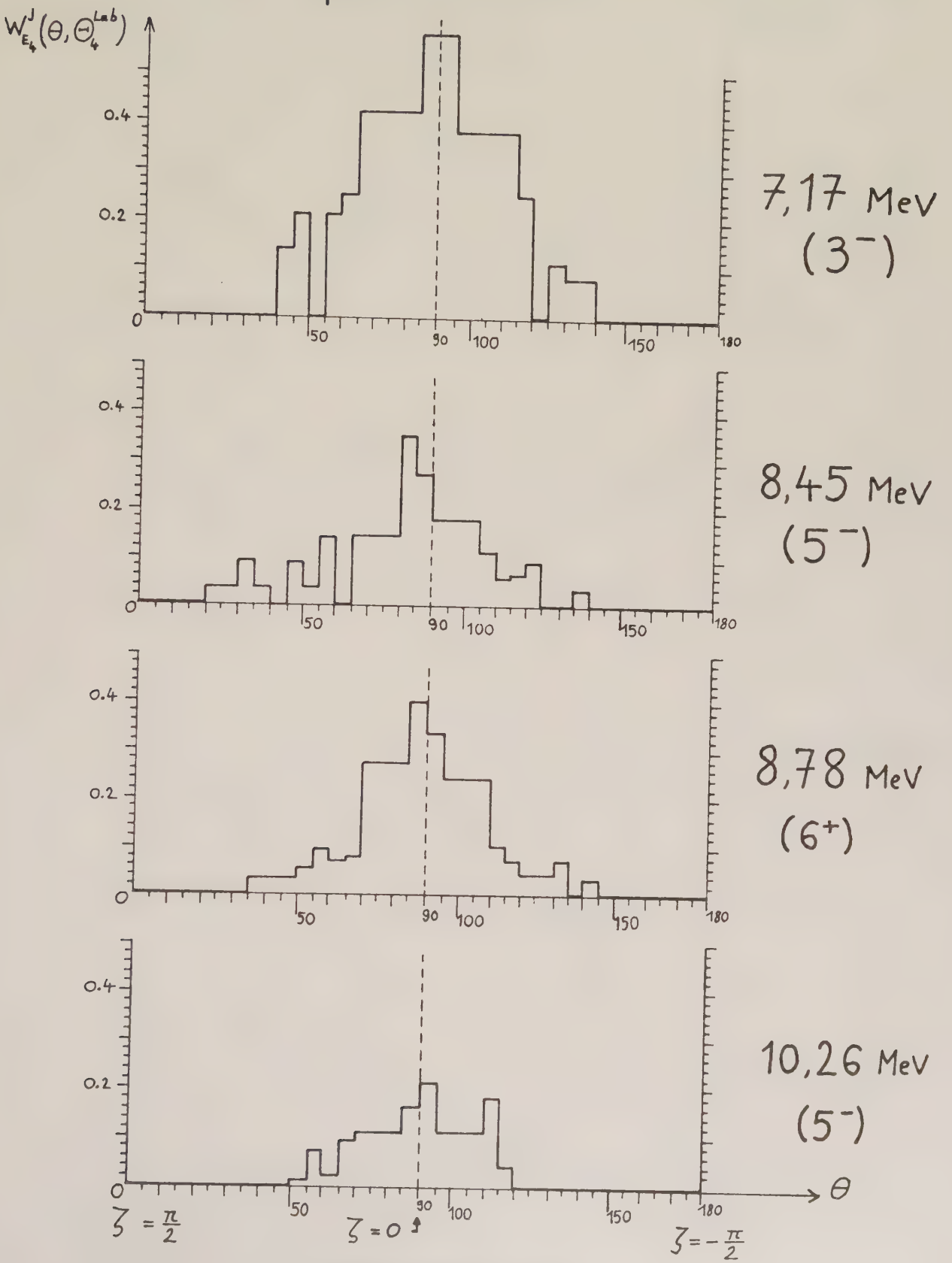


—Fig(IV-6-a1)—

$T = 68$ MeV

Corrélation (^{16}O)
plan vertical

$\Theta_3^{Lab} = 17°5$

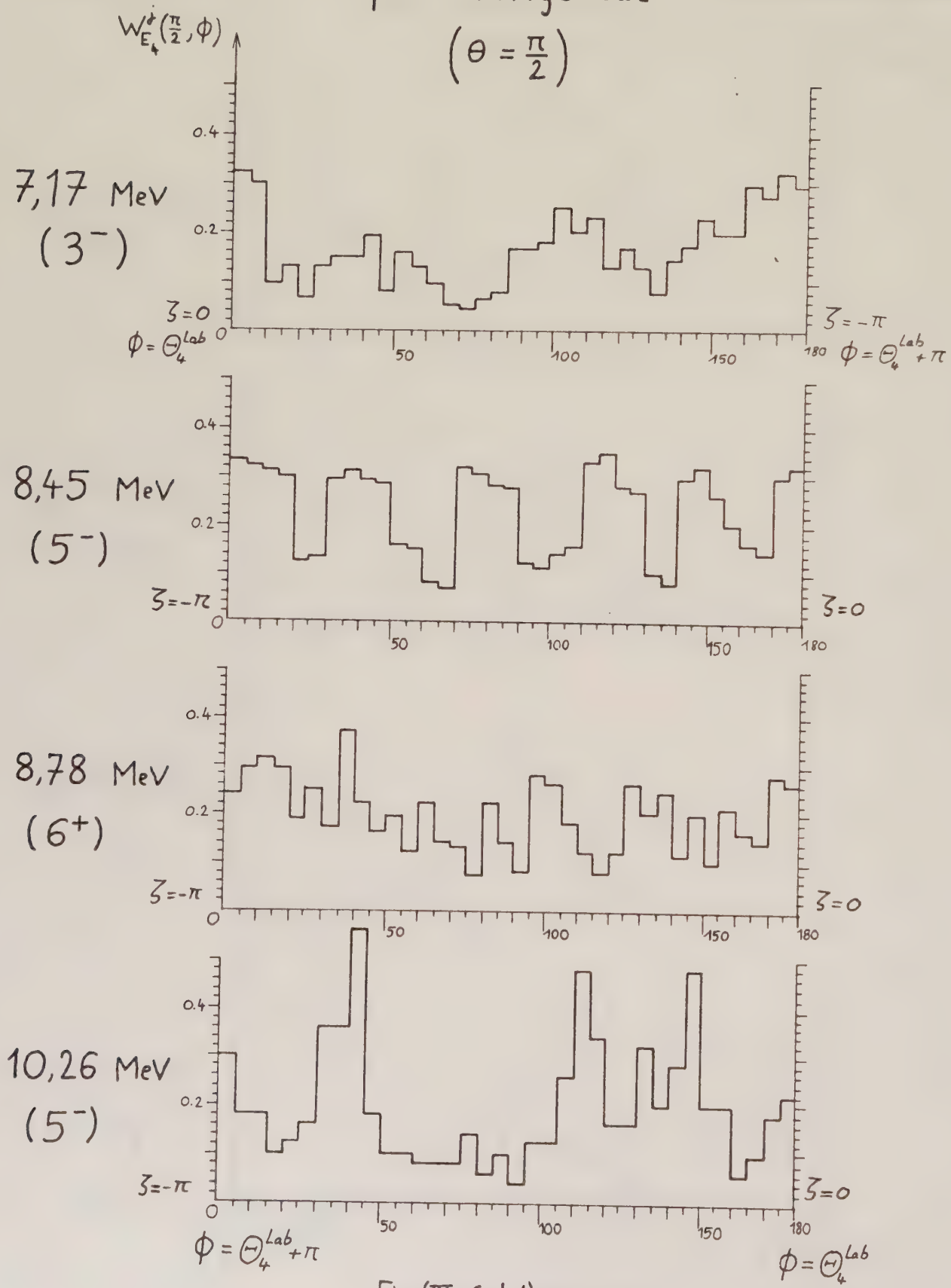


—Fig (IV-6-a2)—

$\Theta_3^{Lab} = 20°5$

Corrélation (^{16}O)
plan horizontal
$\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$

$T = 68$ MeV

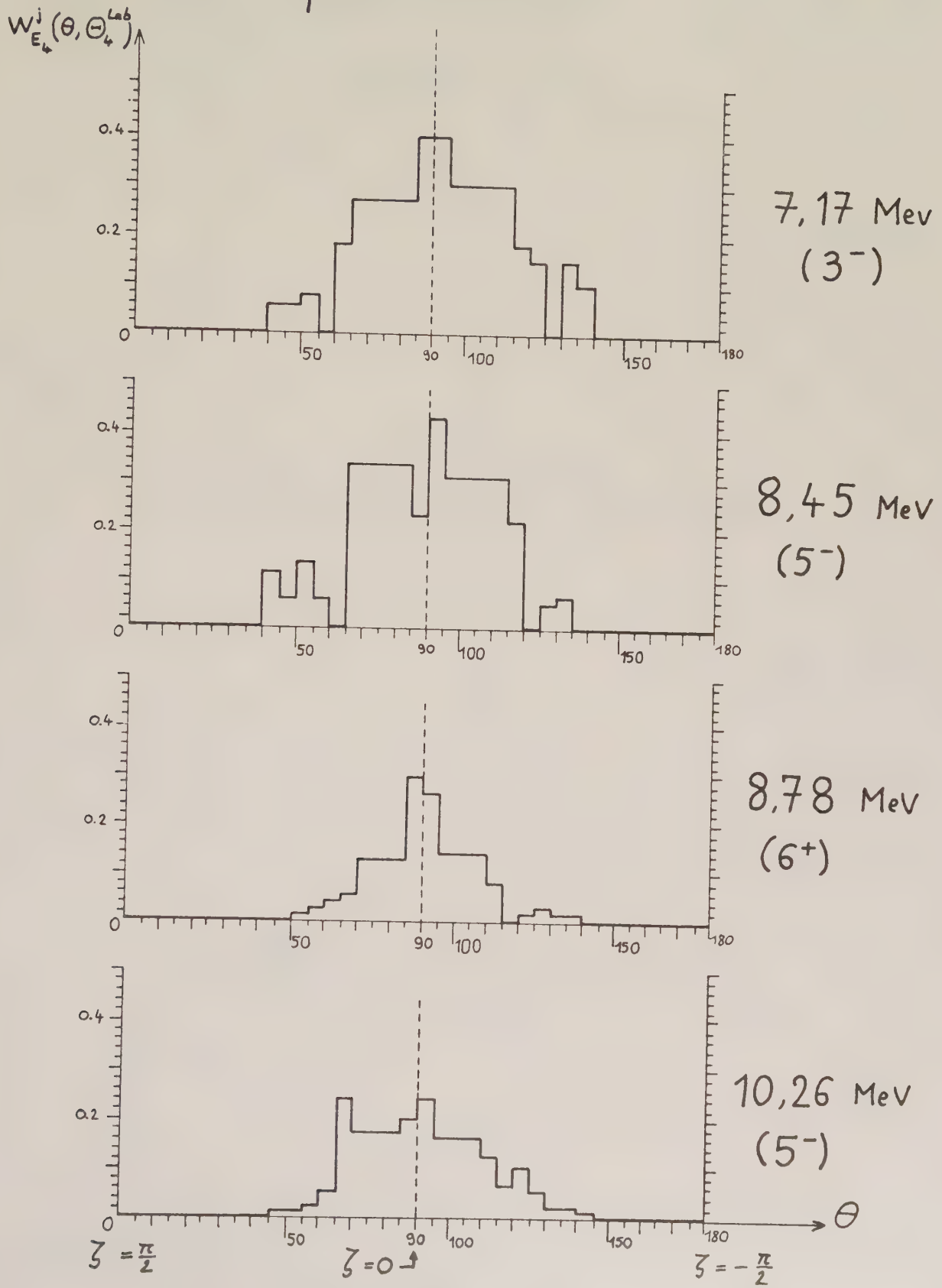


—Fig (IV-6-b1)—

$T = 68$ MeV

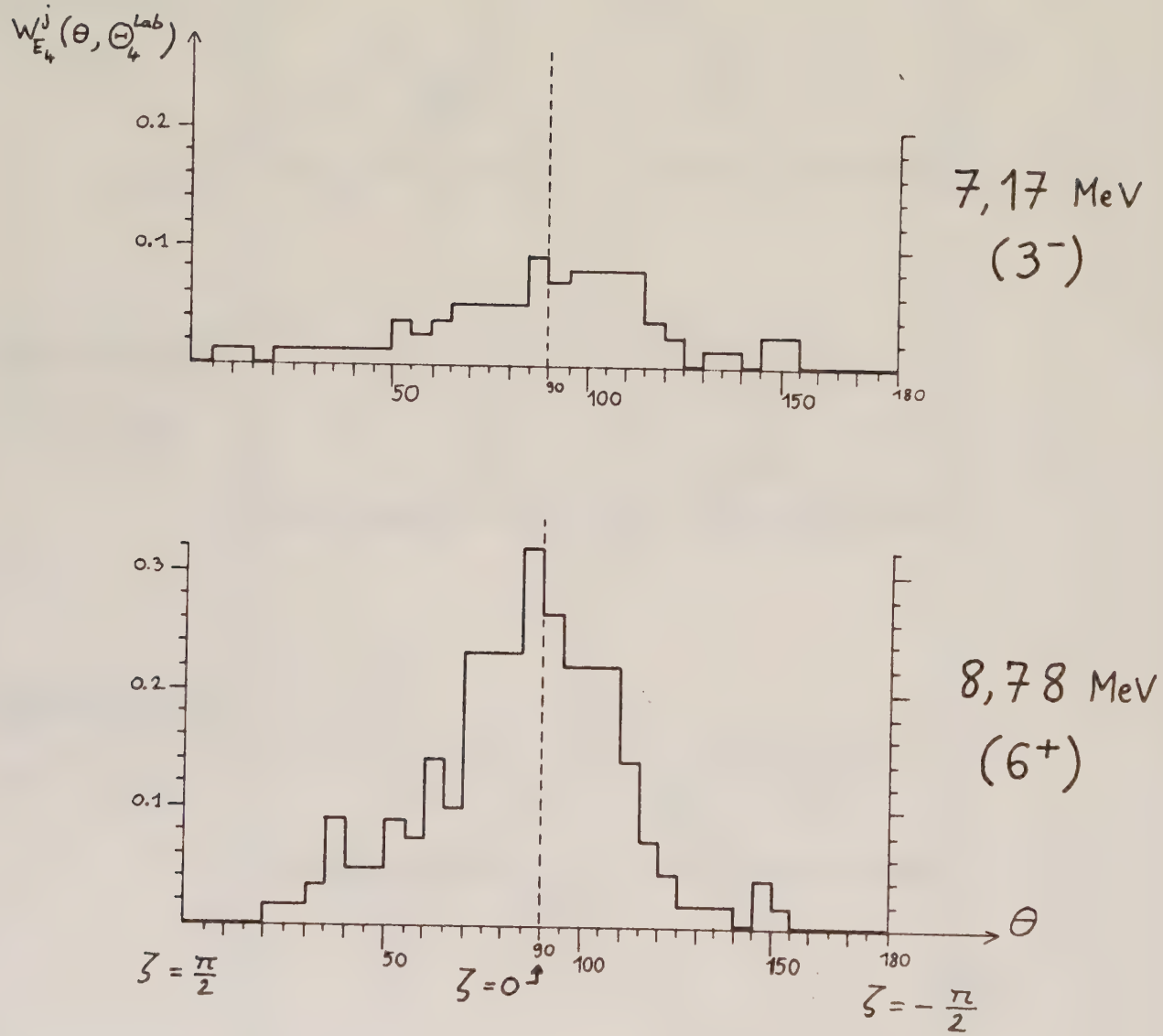
Corrélation (^{16}O)
plan vertical

$\Theta_3^{Lab} = 20°5$



— Fig (Ⅳ-6-b2)—

$T = 90$ MeV Corrélation (^{16}O) plan vertical $\Theta_3^{Lab} = 14°$



— Fig (IV-6-c)—

B.3. Recherche des distributions des p_m^j - Premiers résultats.

Un programme de recherche (méthode du χ^2) a été mis au point pour déterminer les p_m^j à partir des valeurs expérimentales $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ données par les histogrammes.

Le fait que la fonction de corrélation $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ n'a été mesurée que dans deux plans, et la précision même de ces mesures entraine qu'il y a possibilité d'ambiguïté entre plusieurs distributions bien distinctes de p_m^j donnant des valeurs identiques (à la précision près) pour $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$.

Une étude détaillée de ces problèmes est actuellement en cours et fera l'objet d'un autre travail. On donne ici deux résultats calculés pour le 8,45 MeV et le 8,78 MeV (Tableau IV-2, Fig. IV.6'.a) ainsi que la courbe théorique (1) de $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ obtenue à partir de ces p_m^j trouvés par le programme de recherche dans le cas du 8,45 MeV (Fig.IV-6'-b).

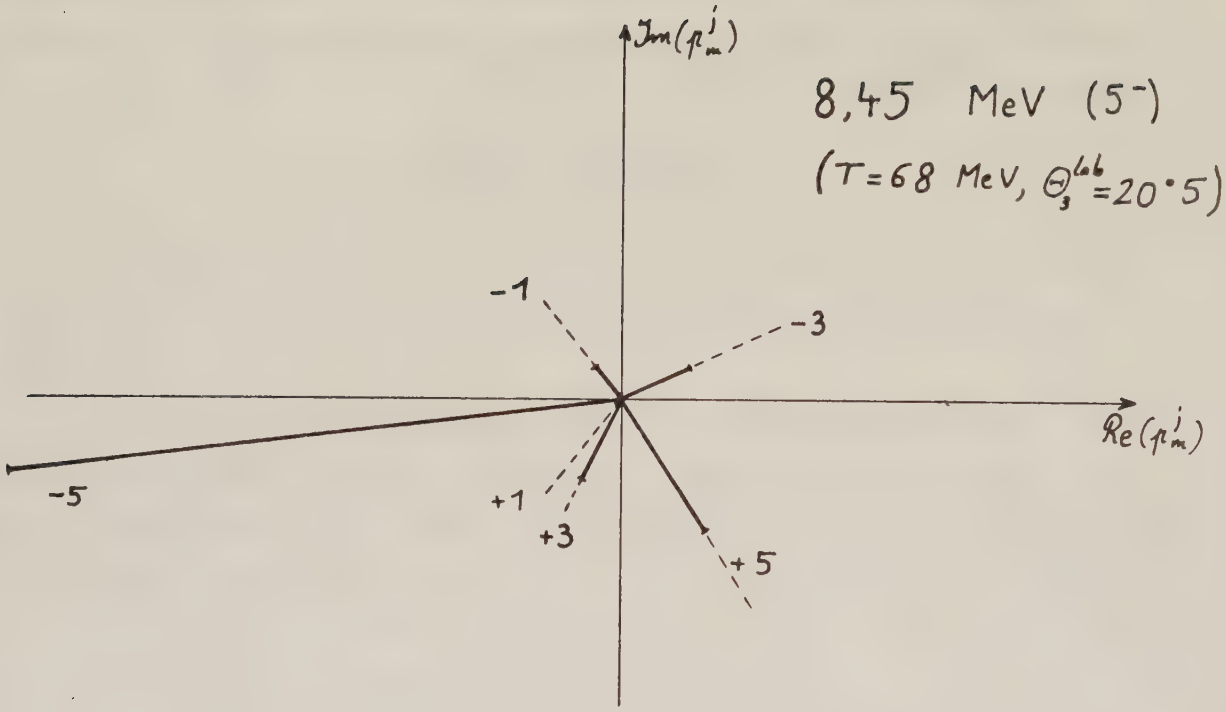
Niveau cond. exp.	m	$\lvert p_m^j \rvert$	Phase (°)	$\lvert p_m^j \rvert^2$
	-5	.952	-173	0.906
8,45 MeV	-3	.115	25	0.013
(5^-)	-1	.064	128	0.004
T=68 MeV	1	.005	-127	0.000
	3	.136	-117	0.018
$\Theta_3^{lab} = 20°5$	5	.239	- 57	0.057
	-6	.938	-164	0.879
8,78 MeV	-4	.160	- 37	0.026
	-2	.103	130	0.011
(6^+)	0	.098	- 60	0.009
T=68 MeV	2	.155	132	0.024
	4	.028	- 75	0.001
$\Theta_3^{lab} = 17°5$	6	.222	-175	0.049

Tableau (IV.2)

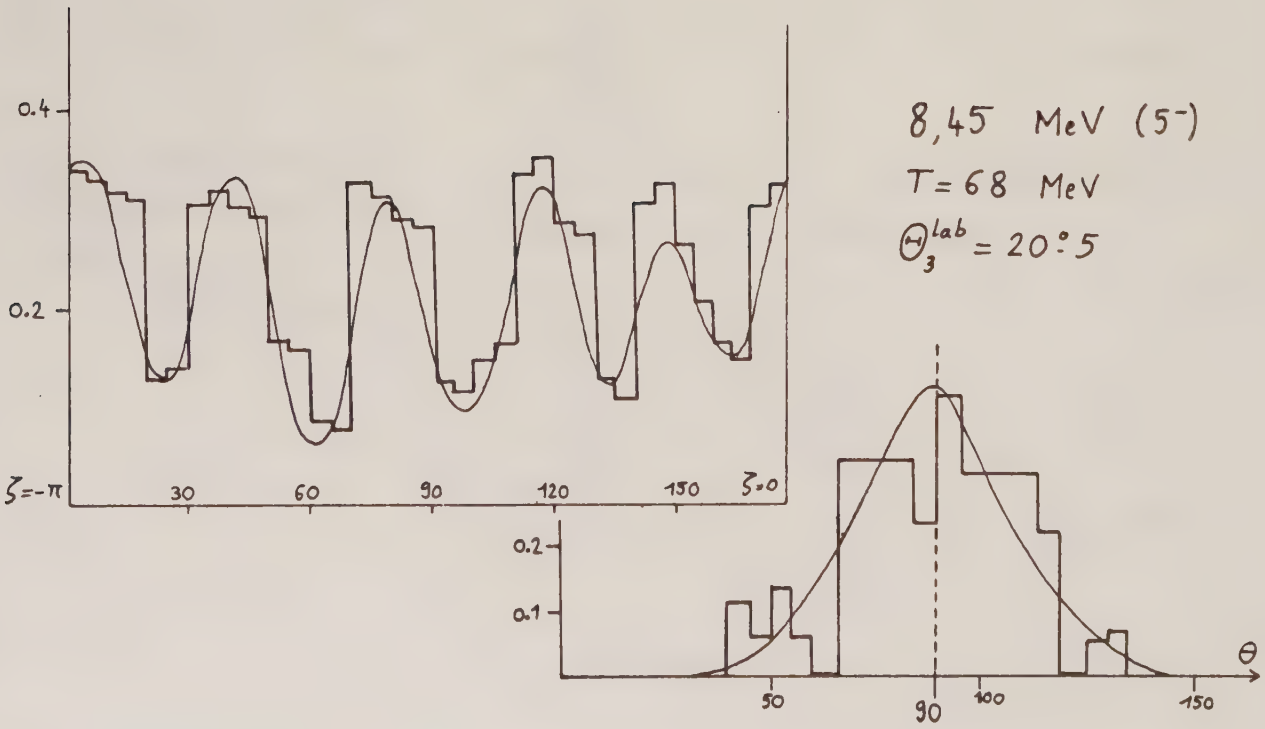
On rappelle qu'il y a une ambiguité entre p_m^j et p_{-m}^{j*} (Cf. 1ère partie).

On aurait donc pu donner ce tableau en remplaçant m par -m, et en changeant le signe des phases.

(1) CF expression (I-30)



— Fig (IV-6'-a) —



— Fig (IV-6'-b) —

C.1. Introduction.

Le but de l'analyse est de voir dans une première étape si certaines des fonctions de corrélations que l'on a obtenu peuvent être expliquées par un mécanisme de réaction ayant une image classique simple. Si une telle description ne convient pas on pourra tester ensuite ce que donnent différents modèles théoriques plus élaborés (PWBA, DWBA, CCBA, Hauser-Feshbach etc) avec les résultats obtenus.

On traitera ici de la première étape en faisant d'abord une brève étude de quelques mécanismes "classiques" avec indication des $|p_m^j|^2$ et des $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ correspondants (§ C-2), et en comparant ensuite nos résultats, (ainsi que ceux d'autres expériences du même genre réalisées antérieurement par d'autre équipes) avec les $|p_m^j|^2$ et les $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$ résultant de ces modèles simples (§ C-3).

C.2. Etude de quelques cas simples de mécanismes. Lien avec les p_m^j et $W_{E_4}^j(\theta,\phi)$.

C.2.a. *Les mécanismes et les distributions des p_m^j.*

On peut envisager pour la réaction $N_2(N_1,N_3)N_4^*$ trois mécanismes simples. On suppose que la réaction a lieu avec un transfert de masse N_T du noyau vers le noyau N_2 .

1er mécanisme :

Les noyaux N_1 et N_2 sont assimilés à des sphères dont le plan équatorial commun est le plan de réaction. Le transfert de masse s'effectue dans le plan de réaction et communique un mouvement de rotation au noyau N_4^* qu'il forme avec le noyau-cible N_2 (Fig. IV-7). Le noyau N_1 "attaque" toujours le noyau cible "du même côté" conduisant ainsi à un mouvement de rotation de N_4^* qui a toujours lieu dans le même sens et dans le plan de réaction. Le spin $\vec{j}$ de N_4^* a donc toujours le même sens sur une direction perpendiculaire au plan de réaction. La distribution des p_m^j est donc donnée dans ce cas par :

$|p_j^j|^2 = 1$, $|p_m^j|^2 = 0$ pour $m \neq j$; Axe quantif. $\perp$ plan réaction

2e mécanisme :

Le deuxième mécanisme se passe toujours dans le plan équatorial commun aux deux noyaux-sphères N_1 et N_2 . N_1 peut cette fois arriver "d'un côté ou de l'autre" de N_2 , provoquant l'apparition d'un mouvement de rotation de N_4^* dans le plan de réaction soit dans un sens soit dans l'autre.
On décrit alors le mécanisme par la somme cohérente du processus de la Fig. (IV.7) et du processus de la Fig. (IV.8) avec les poids respectifs p^j_{-j} et p^j_j .

Pour ce deuxième mécanisme, la distribution des p^i_m est donc telle que :

$$|p^j_{\pm j}|^2 \neq 0, \quad |p^j_m|^2 = 0 \qquad \text{pour } m \neq \pm j \quad ; \quad \text{Axe quantif.} \perp \text{plan de réaction}$$

Remarque sur les deux premiers mécanismes.

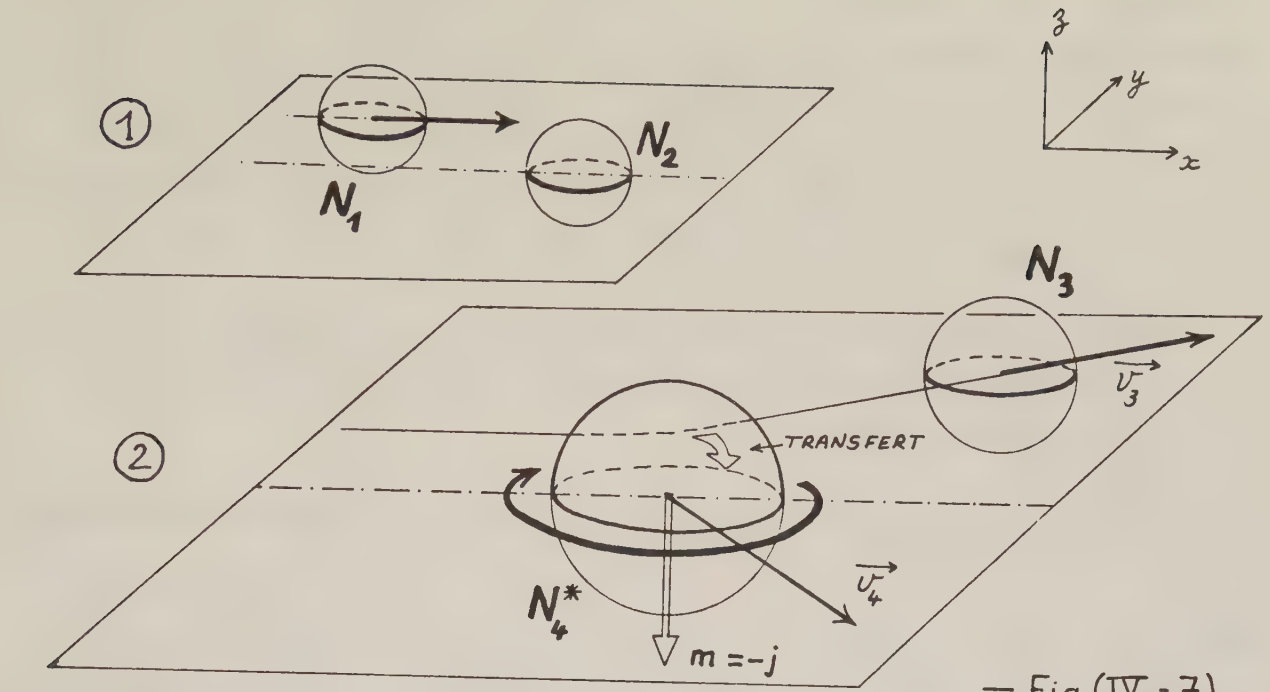
Pour des angles d'émission de N_3 voisin du grazing angle, les trajectoires dans le 1er mécanisme sont essentiellement déterminées par l'interaction coulombienne.

Pour le 2e mécanisme, il n'en est pas de même, dans la mesure où dans le processus de la Fig. (IV.8), la trajectoire dépend à la fois du potentiel coulombien et du potentiel nucléaire :

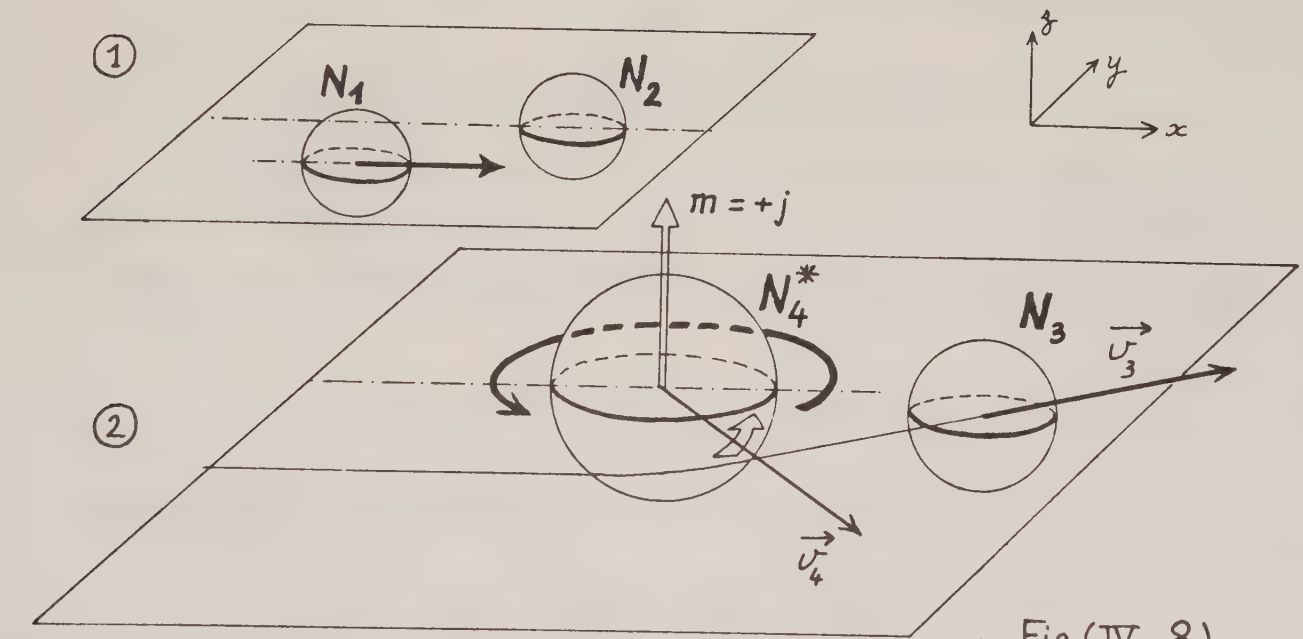
Le paramètre d'impact entre N_1 et N_2 doit en effet être plus petit que dans le 1er processus pour que le potentie nucléaire attractif puisse compenser la répulsion coulombienne et conduire à l'angle d'émission de N_3 considéré. On voit que les poids respectifs des deux processus des Fig (IV.7) et (IV.8) dépendent de σ_b (section efficace pour le paramètre d'impact : b) et de l'absorption. A l'angle considéré (voisin du grazing-angle) on note que l'observation des deux processus suppose une absorption peu importante, et doit donc être confirmé par une grande section efficace de réaction vers l'avant (effet de focalisation, cf. introduction de cette partie).

3e mécanisme :

Le noyau incident N_1 est considéré comme formé d'un coeur N_3 et d'un fragment N_T. Le mouvement relatif N_3-N_T provoque la déviation de la trajectoire de N_3 dans la direction Θ_3^{lab} et le rapprochement du fragment N_T vers N_2 (Fig. (IV.9)) suivant une direction confondue avec ce qui sera la direction de recul du noyau N_4^* . La situation est donc équivalente



— Fig (IV-7) —



— Fig (IV-8) —

Fig (IV-7) $\longrightarrow$ $|\Pi^i_j|^2 = 1$ 1er mécanisme

Π^j_{-j} [Fig (IV-7)] + Π^j_j [Fig (IV-8)] $\longrightarrow$ $|\Pi^i_{\pm j}|^2 \neq 0$ 2e mécanisme

à une réaction de capture de N_T par N_2 , le noyau cible N_2 voyant arriver N_T suivant la direction $\vec{v}_4$ (direction de recul). Le plan d'incidence pour la capture (plan contenant N_T et sa vitesse, et le noyau cible) n'est pas nécessairement horizontal (Fig. IV.9'). Il en résulte que le mouvement de rotation de N_4^* induit par le transfert de N_T peut s'effectuer dans tous les plans d'incidence lesquels contiennent tous la direction de recul de N_4^* . Le spin $\vec{j}$ de N_4^* est donc orienté de façon quelconque dans un plan perpendiculaire à la direction de recul de N_4^* Fig.(IV.10).

Toutes les projections sur la direction de recul sont nulles; si, de plus, elles sont équiprobables, la distribution des p_m^j qui en résulte du point de vue quantique est :

$$|p_o^j|^2 = 1 \; ; \; |p_m^j|^2 = 0 \quad \text{pour } m \neq 0 \; ; \text{ Axe quantif dans la direction de recul de } N_4^*$$

ce qui est aussi le résultat obtenu pour une réaction de capture quand on prend l'axe de quantification dans la direction du faisceau, laquelle est aussi la direction de recul.

C.2.b. *Les fonctions de corrélation correspondantes.*

Quand l'axe de quantification Oz est perpendiculaire au plan de réaction (plan horizontal), on réutilise la notation $(\theta_\perp,\phi_\perp)$ et on reprend l'expression (I-30) de $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$ en mentionnant la constante de proportionnalité [1].

$$W^j_{E_4}(\theta,\phi) = C_j \left| \sum_m (-)^m \, p_m^j \, e^{-im\phi} \, d^j_{mo}(\theta) \right|^2$$

(θ,ϕ) étant repérés par rapport à un axe de quantification Oz quelconque.

On définit un repère direct $(O;\bar{x}\,\bar{y}\,\bar{z})$, dans le C.M. de N_4^* . L'axe $O\bar{z}$ est perpendiculaire au plan de réaction. Une direction dans ce repère sera définie par les angles conventionnels que l'on notera : $\bar{\theta},\bar{\phi}$ et l'on donnera l'expression de $W^j_{E_4}(\bar{\theta},\bar{\phi})$ dans les différents cas simples. On note que l'axe $O\bar{z}$ de ce repère n'est pas forcément l'axe de quantification Oz .

---

(1) *La normalisation à l'unité de $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$, sur toutes les directions de l'espace donne la valeur de la constante que l'on note C_j car cette constante dépend de j (CF-§-B-2 - 1ère partie).*

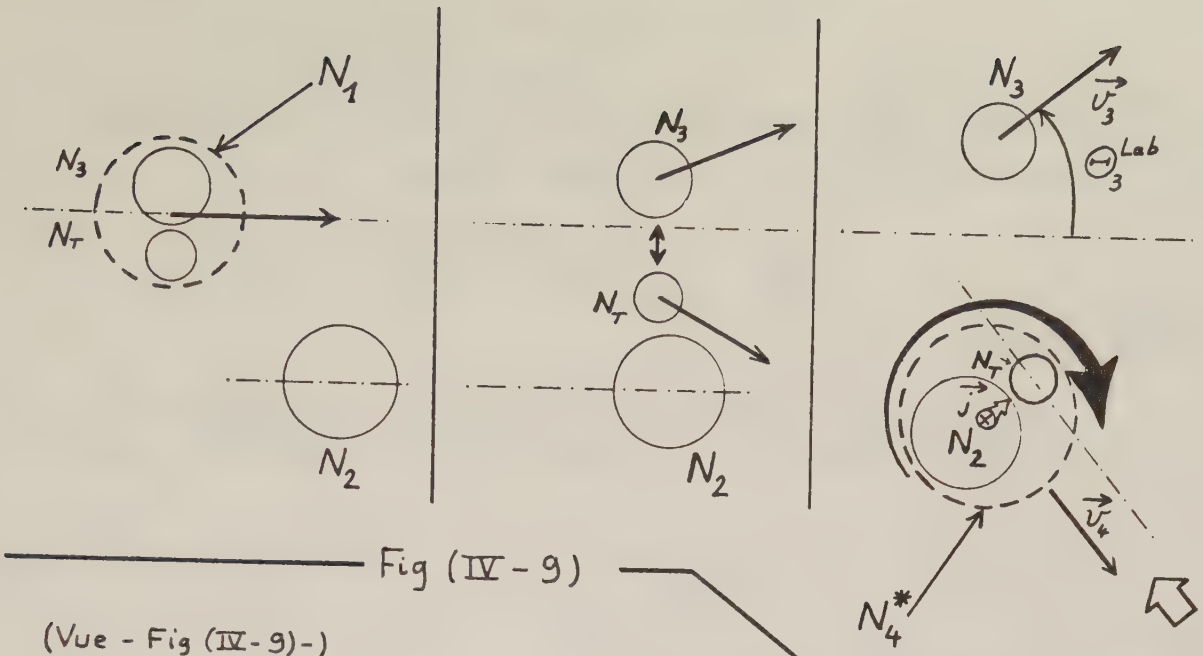


Fig (IV-9)

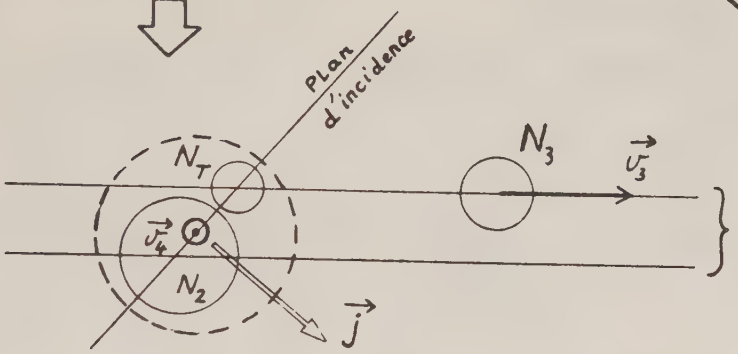
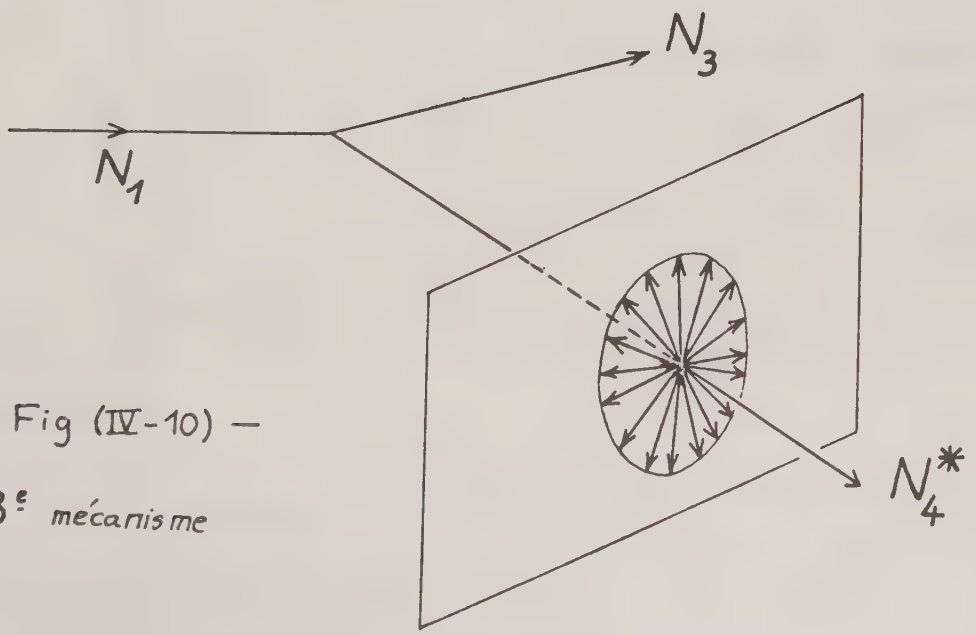


Fig (IV-9)'



– Fig (IV-10) –

3e mécanisme

. On rappelle que la population du sous état magnétique $|jm>$, quand N_4^* est dans l'état de polarisation (p_m^j) , est le nombre :

$$|p_m^j|^2 \text{ et que l'on a : } \sum_m |p_m^j|^2 = 1.$$

. Des tables (Réf.2-App.A) donnent les expression des éléments de matrice réduits $d^j_{mo}(\theta)$. On utilisera entre autres :

$$d^j_{\pm jo} = \frac{(\mp)^j}{2^j\, j!} \sqrt{(2j)!\, \sin^j\theta}$$

1er mécanisme :

. Axe de quantification perpendiculaire au plan de réaction
. $|p_j^j|^2 = 1$; $|p_m^j|^2 = 0$ pour $m \neq j$ (polarisation complète)

- On a ici : $Oz = O\bar{z}$; donc : $(\bar{\theta},\bar{\phi}) = (\theta_\perp , \phi_\perp)$ (à une constante près pour $\phi_\perp$)

Plan horizontal ($\bar{\theta} = \frac{\pi}{2}$; $\bar{\phi}$ variable) :

$$W^j_{E_4}(\tfrac{\pi}{2} , \bar{\phi}) = C_j \frac{(2j)!}{2^{2j}\,(j!)^2} \qquad \text{Fig.(IV.11.a)}$$

Plan vertical ($\bar{\theta}$ variable; $\bar{\phi} = C^{te} = \bar{\phi}_o$) :

$$W^j_{E_4}(\bar{\theta},\bar{\phi}_o) = C_j \frac{(2_j)!}{2^{2j}(j!)^2} \sin^{2j}\bar{\theta} \qquad \text{Fig.(IV.11.b)}$$

2e mécanisme :

. Axe de quantification perpendiculaire au plan de réaction
. $|p^j_{\pm j}|^2 \neq 0$, $|p^j_m|^2 = 0$ pour $m \neq \pm j$ (alignement)

- On a toujours : $(\bar{\theta},\bar{\phi}) = (\theta_\perp , \phi_\perp)$

* on pose : $\Delta\psi_{j,-j}$ = phase de p^j_j - phase de p^j_{-j}

Plan horizontal ($\bar{\theta} = \frac{\pi}{2}$; $\bar{\phi}$ variable) :

$$W^j_{E_4}(\tfrac{\pi}{2} , \bar{\phi}) = C_j \frac{(2j)!}{2^{2j}(j!)^2} \left[1 + 2\,|p^j_j|\,|p^j_{-j}|\,(-)^j \cos(2j\,\phi - \Delta\psi_{j,-j})\right]$$

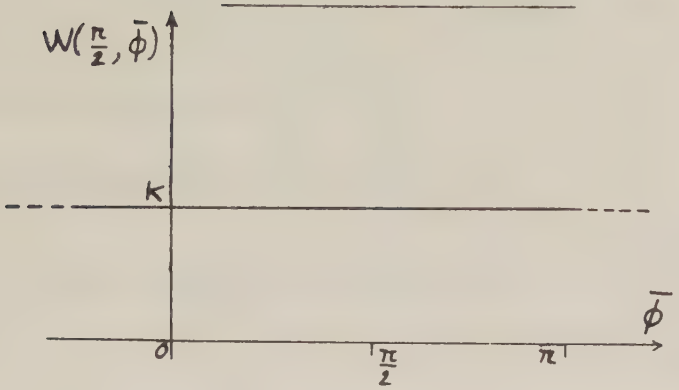
Fig.(IV.12.a)

Plan vertical ($\bar{\theta}$ variable, $\bar{\phi} = C^{te} = \bar{\phi}_o$) :

$$W^j_{E_4}(\bar{\theta},\bar{\phi}_o) = C_j \frac{(2j)!}{2^{2j}(j!)^2} \left[1 + 2\,|p^j_j|\,|p^j_{-j}|\,(-)^j \cos(2j\bar{\phi}_o - \Delta\psi_{j,-j})\right] \sin^{2j}\bar{\theta}$$

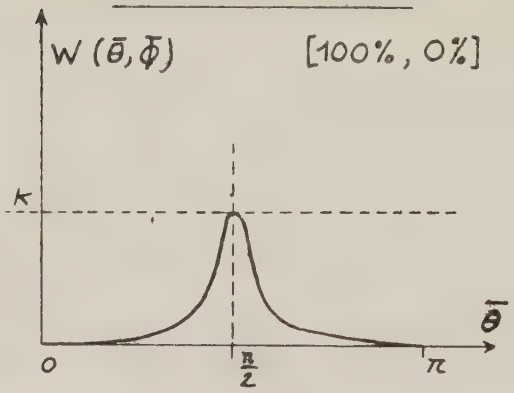
Fig.(IV.12.b)

Corrélation horizontale



— Fig (IV-11-a) —

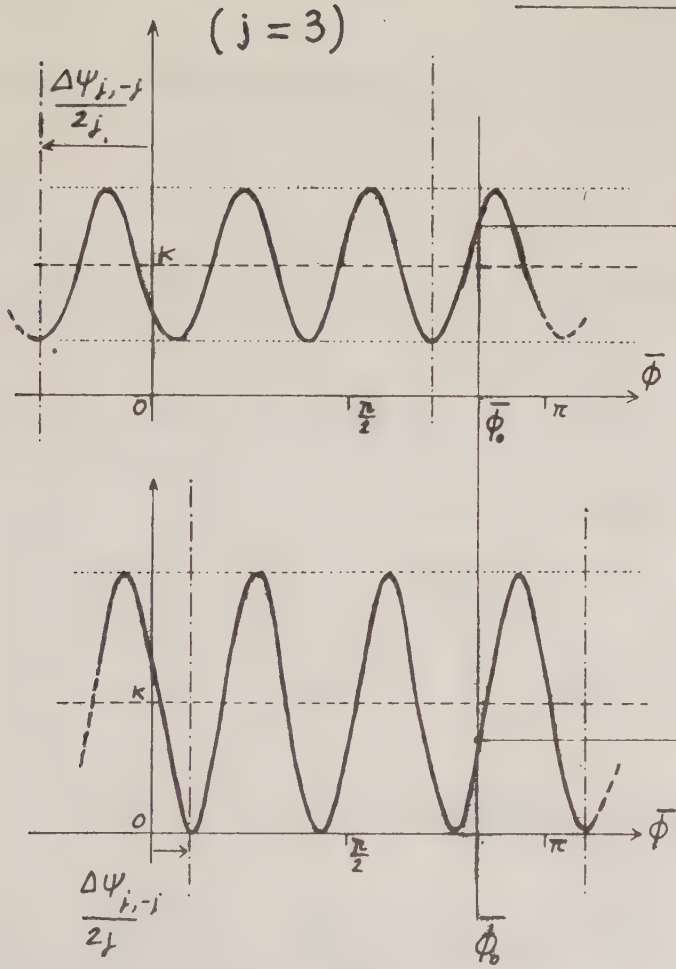
Corrélation verticale

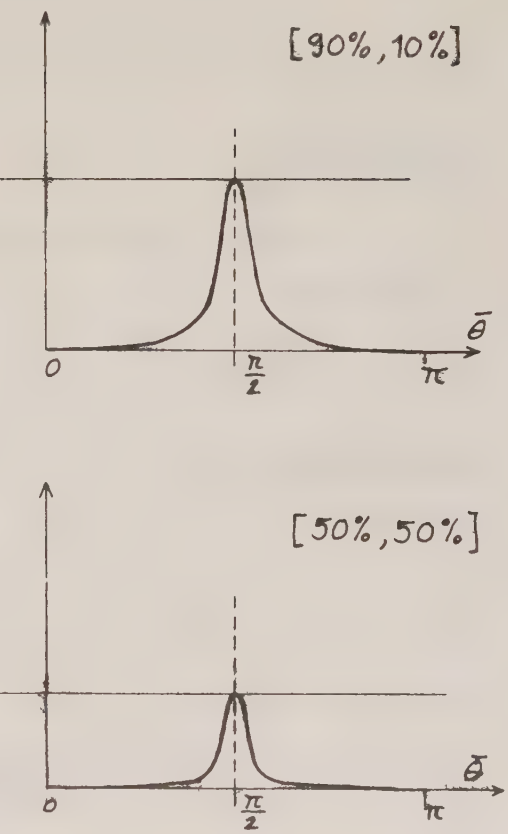


— Fig (IV-11-b) —

1er mécanisme $(|\mathcal{T}^j_j|^2 = 1)$

2e mécanisme $(|\mathcal{T}^j_{-j}|^2 \neq 0)$





— Fig (IV-12-a) —

— Fig (IV-12-b) —

NB : $K = C_j \frac{(2j)!}{2^{2j}(j!)^2}$, axe de quantif. ⊥ au plan de réaction — (Voir texte).

Dans le plan horizontal, on obtient donc une sinusoïde "centrée" autour de la valeur $\frac{C_j\,(2j)!}{2^{2j}(j!)^2}$ et telle que l'amplitude des oscillations croît quand l'écart entre $|p^i_j|$ et $|p^i_{-j}|$ diminue :

les situations extrêmes sont les suivantes :

1) $|p^j_j|^2 = 1$; $|p^j_{-j}|^2 = 0$ (100 %, 0 %), écart maximum, amplitude nulle[1]

2) $|p^j_j|^2 = \frac{1}{2}$; $|p^j_{-j}|^2 = \frac{1}{2}$ (50 %, 50 %), écart nul, amplitude maximale

L'effet lié aux oscillations est sensible; pour la distribution:

3) $|p^j_j|^2 = \frac{99}{100}$; $|p^j_{-j}|^2 = \frac{1}{100}$ (99 %, 1 %)

on obtient un rapport max/min déjà égal à 1,5 pour $W^i_{E_4}(\frac{\pi}{2},\bar{\phi})$.

La figure (IV.12) donne la corrélation (dans le cas j = 3) pour les distributions (90 %, 10 %) (max/min = 4) et (50 %, 50 %) (max/min = ∞).

. On note que, pour le premier et le deuxième mécanisme, la variation en $\bar{\theta}$ de la corrélation verticale est la même ($\alpha \sin^{2j} \bar{\theta}$).

3e mécanisme :

. Axe de quantification dans la direction du recul du noyau N_4^* (définie par $\bar{\Theta}_4$)

. $|p^j_o|^2 = 1$; $|p_m{}^j|^2 = 0$ si $m \neq 0$

Plan horizontal: ($\bar{\theta} = \frac{\pi}{2}$, $\bar{\phi}$ variable) :

on a : $\theta = \bar{\phi} - \bar{\Theta}_4$, $\phi = \phi_o = C^{te}$

donc : $W^j_{E_4}(\bar{\theta} = \frac{\pi}{2} , \bar{\phi}) = W^j_{E_4}(\theta = \bar{\phi} - \bar{\Theta}_4 , \phi_o)$

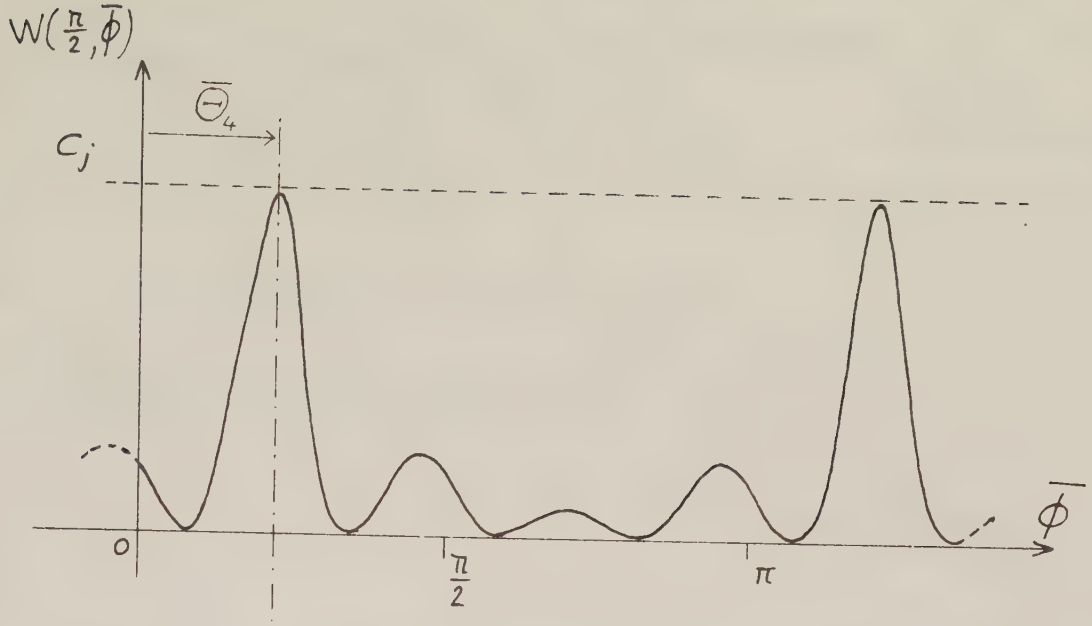
On en tire :

$$W^j_{E_4}(\tfrac{\pi}{2},\bar{\phi}) = C_j \, |p_o{}^j \; d^j_{oo}(\bar{\phi} - \bar{\Theta}_4)|^2$$

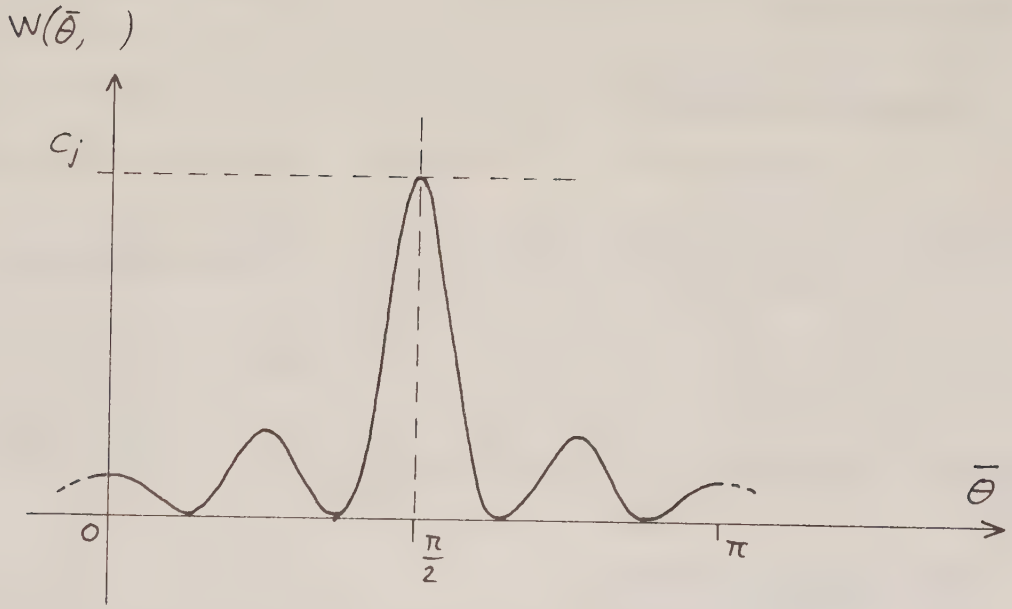
$$W^j_{E_4}(\tfrac{\pi}{2} , \bar{\phi}) \propto C_j \left[P_j{}^o(\cos(\bar{\phi} - \bar{\Theta}_4))\right]^2 \qquad \text{(Fig. IV-13-a)}$$

P^o_j (cos θ) : polynôme de Legendre. (Liaison avec les d^j_{oo} donnée dans Réf.2 App A).

(1) *On retrouve donc le cas du premier mécanisme.*



— Fig (IV-13-a) —



— Fig (IV-13-b) —

3e mécanisme ($|\rho_{00}^{j}|^2 = 1$, sur axe recul N_4^* , exemple pour $j = 4$).

. Plan vertical passant par la direction de recul de N_4^* ($\overline{\theta}$ variable, $\overline{\phi} = \overline{\Theta}_4$)

on a : $\theta = \frac{\pi}{2} - \overline{\theta}$, $\phi = \phi_o + \frac{\pi}{2}$

$$W^j_{E_4}(\overline{\theta}\ ,\ \overline{\Theta}_4) = W^j_{E_4}(\theta = \tfrac{\pi}{2} - \overline{\theta}\ ;\ \phi_o + \tfrac{\pi}{2})$$

$$W^j_{E_4}(\overline{\theta}\ ,\ \overline{\Theta}_4) = C_j \left| p^j_o \ d^j_{oo}\ (\tfrac{\pi}{2} - \overline{\theta}) \right|^2$$

$$W^j_{E_4}(\overline{\theta}\ ,\ \overline{\Theta}_4) \propto C_j\ [P^o_j\ (\sin \overline{\theta})]^2 \qquad \text{(Fig. IV.13.b)}$$

On voit que, à la phase près, la fonction de corrélation est la même dans les deux plans. Cela n'est pas surprenant puisque l'on a une seule valeur de m (m = 0) pour laquelle $|p^j_m|^2 \neq 0$ et que ces deux plans contiennent l'axe de quantification.

C.3. Comparaison avec les résultats.

L'ensemble des corrélations observées (Fig. IV.6-a,b,c) montre les faits suivants :

. Dans le plan vertical :

- Concentration de la fonction de corrélation au voisinage du plan de réaction.
- Pas ou peu (selon les niveaux) de maximum secondaires.

Ceci entraine que l'on a donc une variation de la corrélation en $\overline{\theta}$ qui est très voisine d'une variation en $\sin^{2j} \overline{\theta}$ ce qui conduit à peupler principalement les sous états magnétiques : $m = \pm j$ avec l'axe de quantification perpendiculaire au plan de réaction [1].

. Dans le plan horizontal :

- Confirmation de la conclusion précédente car les oscillations sont peu (ou pas) modulées.
- L'amplitude des oscillations est plus ou moins grande selon les niveaux, mais toujours relativement importante. Vu la grande sensibilité de ces oscillations (Cf. § C-2-b), le $|p^j_{\pm j}|^2$ le moins

(1) *Car on a :*
$d^j_{mo}(\theta) \propto P^m_j \quad \sin^m \theta \times$ [*Polynôme de degré (j-m) en sin θ à j-m zéros*]
dans l'intervalle $-1 \leq \sin \Theta \leq 1$ (*Réf.11 - app.B*).

peuplé peut être négligeable devant l'autre, mais jamais nul.

Ces corrélations indiquent par conséquent que l'on a affaire pour tous les niveaux étudiés, à un mécanisme tel que le 2e mécanisme décrit au § précédent où les poids des deux processus des Fig. (IV.7) et (IV.8) ne sont pas égaux. La présence des deux processus indique qu'il y a relativement peu d'absorption ce qui est confirmé par les distributions angulaires observées. ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$ plus important vers l'avant - Fig. (IV.4.a) et (IV.4.b).

On peut comparer ces résultats obtenus pour notre réaction (A) avec ceux obtenus pour deux autres réactions (B) et (C) pour lesquelles on a également un transfert de quatre nucléons :

Réaction : $N_2(N_1,N_3)N_4^* \rightarrow \alpha + N_6$		Niveaux N_4^* produits (MeV)	Références
(A)	$^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O$	7.17/8.45/8.78/10.26	-
(B)	$^{16}O(^{7}Li,t)^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + ^{16}O$	7.17/10.26/12.56	17 et 18
(C)	$^{12}C(^{6}Li,d)^{16}O^* \rightarrow \alpha + ^{12}C$	10.35	19

Pour les réactions (B) et (C), le noyau résiduel n'est pas le seul à posséder un spin non nul et il n'est pas possible de retrouver toute les amplitudes de réaction. On peut cependant faire une mesure de la polarisation du noyau N_4^*.

De toute façon, on peut toujours voir ce que prévoient les différents modèles théoriques pour la fonction de corrélation $W^j_{E_4}(\theta,\phi)$(Réf. 16).

Les résultats sont les suivants :

* <u>Réaction (B)</u> : (qui ressemble le plus à (A) - transfert de 4 nucléons sur un ^{16}O-) :

$m = 0$ { à 96 % (7,17 MeV) ; à 84 % (10,26 MeV) } (énergie ^7Li : 20 MeV) — sur la direction de recul du $^{20}Ne^*$ — (Réf. 17)

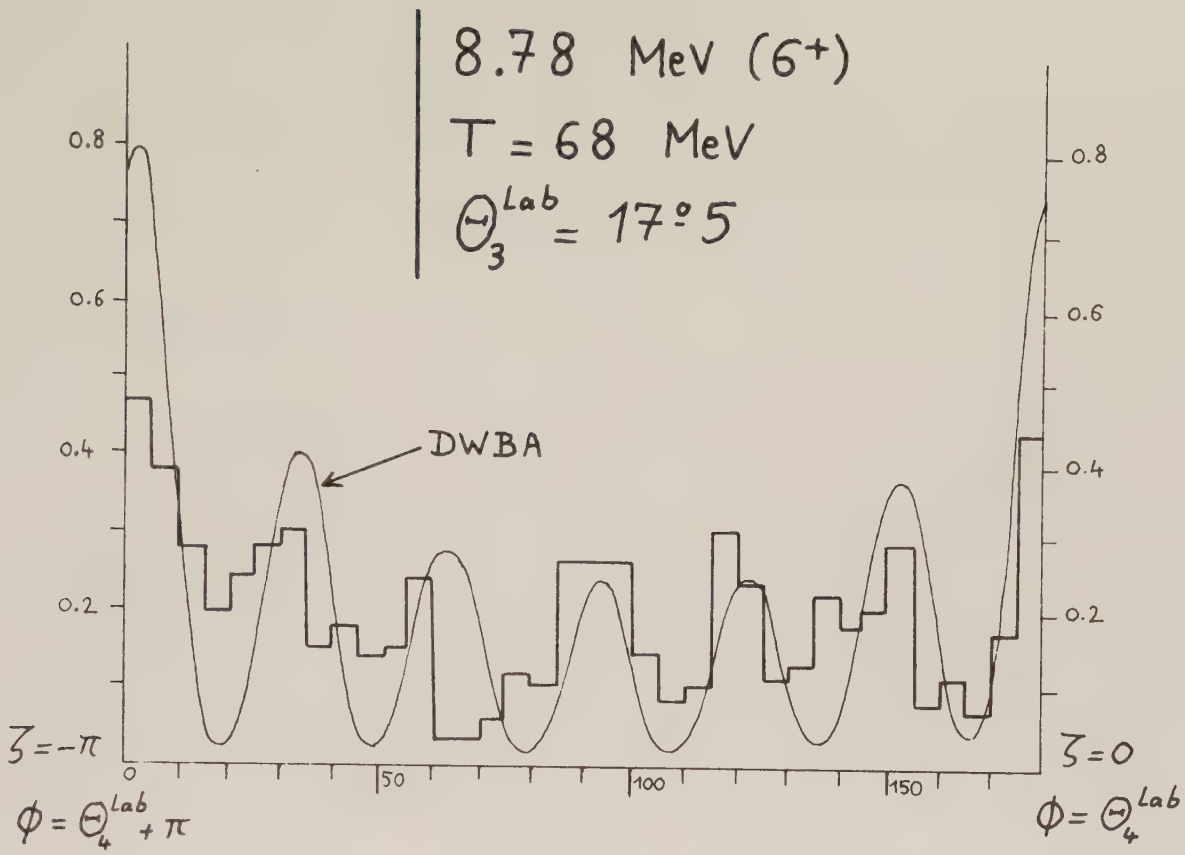
Cette réaction (B) semble donc s'effectuer par un transfert très voisin de celui décrit pour le 3e mécanisme du § C-2-b. Ce résultat est complétement différent de celui obtenu ici pour (A). La différence semble due principalement au fait que pour (B), le fragment transféré α est une partie importante du noyau ^7Li, ce qui n'est pas le cas pour l'^{16}O incident de la réaction (A).

* Réaction (C) :

La fonction de corrélation présente des oscillations (Réf. 19) et le mécanisme n'est pas très simple. Les tests avec différents modèles (PWBA, DWBA, Hauser-Feshbach) sont traités dans (Réf. 16). Il n'y a pas de comparaison évidente avec notre réaction (A).

On note, pour terminer, qu'un test du modèle de DWBA est en cours. Alors que les prédictions de ce modèle sont assez semblables pour les deux réactions $^{16}O(^{16}O,^{12})\ ^{20}Ne^{*}$ et $^{16}O(\ ^{7}Li,t)^{20}Ne^{*}$, on vient de voir que les résultats expérimentaux sont complètement différents, le bon accord étant obtenu pour (^{7}Li,t),(Réf.16) - (Fig.(IV-14), exemple pour le 8,78 MeV).

Le choix pour les calculs, de fonctions d'onde liées pour l'α dans le $^{20}Ne^{*}$, pourrait être à l'origine du désaccord observé avec ($^{16}O,^{12}C$); les conditions cinématiques différentes pour les deux réactions expliquerait alors la possibilité d'observer cependant un bon accord avec (^{7}Li,t).


8.78 MeV (6+)
T = 68 MeV
$\Theta_3^{Lab} = 17°5$
DWBA
0.8
0.6
0.4
0.2
0.8
0.6
0.4
0.2
$\zeta = -\pi$
$\zeta = 0$
0
50
100
150
$\phi = \Theta_4^{Lab} + \pi$
$\phi = \Theta_4^{Lab}$

— Fig (IV - 14) —

CONCLUSION

Le travail expérimental dont traite ce mémoire a consisté à mesurer la corrélation angulaire (^{12}C,^{16}O) dans la réaction séquentielle :

$$^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*} \rightarrow \alpha + ^{16}O$$

pour déterminer la polarisation du $^{20}Ne^{*}$.

Les mesures ont été réalisées à des énergies incidentes de 68 MeV et 90 MeV pour des angles d'émission des ^{12}C voisins de l'angle correspondant à l'incidence rasante. Quatre niveaux du $^{20}Ne^{*}$ ont été étudiés (7.17 MeV (3^{-})/ 8.45 MeV (5^{-})/8.78 MeV (6^{+})/10.26 MeV (5^{-})). La corrélation a été mesurée dans deux plans : le plan de réaction et le plan perpendiculaire au plan de réaction, passant par la direction de recul du $^{20}Ne^{*}$. Les valeurs des composantes p_m^j du tenseur de polarisation du $^{20}Ne^{*}$ ont été déterminées (avec toutefois une ambiguïté sur le sens de la polarisation).

La première partie de ce mémoire est consacrée aux problèmes théoriques. Une relation de proportionnalité entre les amplitudes de réaction T_{jm} et les composantes p_m^j du tenseur de polarisation a été établie. On a également montré que la fonction de corrélation $W^j(\Theta,\phi)$ est liée aux p_m^j par une relation simple. On a vu ainsi que la mesure de corrélation permet d'obtenir une information détaillée sur la réaction et qu'elle constitue donc un test précis pour le mécanisme.

Dans la deuxième partie qui traite des conditions expérimentales, une étude préalable de la cinématique de la réaction séquentielle $^{16}O(^{16}O,^{12}C,)^{20}Ne^{*} \rightarrow \alpha + ^{16}O$ a permis de justifier le choix du dispositif de détection employé. L'utilisation d'un dispositif (E,ΔE) dans le plan focal d'un spectromètre magnétique a permis l'identification des ^{12}C et la mesure précise de leur énergie. On a obtenu ainsi une bonne séparation des différents niveaux du $^{20}Ne^{*}$. L'emploi d'une jonction à localisation placée au voisinage de la cible, a permis la détection, avec un bon rendement, des ^{16}O de désexcitation du $^{20}Ne^{*}$.

La troisième partie est consacrée au traitement des données. On a d'abord décrit le traitement informatique des données multiparamétriques (6 grandeurs linéaires, 3 Logiques) accumulées sur bandes en cours d'expérience. A partir des informations données par la jonction à localisation, on obtient les spectres bidimensionnels (Energie x position) relatifs aux ^{16}O de désexcitation de chaque niveau du $^{20}Ne^{*}$. Ces spectres donnent, pour chacun de ces niveaux, des images de la fonction de corrélation $W^{j}(\Theta,\phi)$. On a exposé ensuite la méthode pour construire, à partir de ces images, les histogrammes de $W^{j}(\Theta,\phi)$.

En ce qui concerne les résultats, exposés dans la qùatrième partie, il apparaît que la corrélation est concentrée au voisinage du plan de réaction. Cela indique que pour l'ensemble des niveaux du $^{20}Ne^{*}$ étudiés, la réaction tend à favoriser les valeurs extrêmes ($m \sim \pm j$) des projections du moment angulaire sur un axe perpendiculaire au plan de réaction. Les valeurs des amplitudes de population p_{m}^{j} trouvées par un programme de recherche en moindres carrés à partir des histogrammes de la fonction de corrélation, confirment ce fait. Une image classique simple permet de rendre compte de ce résultat très différent de celui obtenu dans l'étude d'autres réactions de transfert α.

L'ensemble de ces résultats nous amène à conclure que pour une réaction à deux corps, la mesure de la polarisation du noyau résiduel apporte une grande richesse d'informations. Pour la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}$ étudiée et les autres transferts d'α mentionnés, les fonctions de corrélation sont apparues très structurées et variant appréciablement d'une réaction à une autre. Ceci semble indiquer une grande sensibilité de la corrélation au mécanisme et nous suggère de poursuivre les mesures sur la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^{*}$ pour d'autres plages de la fonction d'excitation et de la distribution angulaire. On pourra aussi étendre ces expériences à d'autres transferts et à d'autres types de réaction.

APPENDICES

APPENDICE A

- Théorème de Bohr -

Soit la réaction $N_2(N_1,N_3)N_4$

Le noyau N_i possède le spin $\vec{s}i$ et la parité intrinsèque Π_i

$\vec{\ell},\vec{S}$: moment orbital relatif et spin total dans la voie d'entrée

$\vec{\ell}',\vec{S}'$: " " " " " " " de sortie

$\vec{p}_i,\vec{p}_f$: $q^{tés}$ de m^{vt} dans l'état initial et final.

$\vec{n}$: désigne la normale au plan de réaction qui est un plan de symétrie pour la réaction. A cette symétrie correspond un opérateur $\mathcal{S}$ qui est le produit d'une rotation $\mathcal{R}$ de 180° autour de $\vec{n}$, par une symétrie point par rapport à l'origine O (Fig. A-1). En tenant compte des parités intrinsèques, la symétrie point est en fait l'opérateur parité $\mathcal{P}$ et on a :

$$\mathcal{S} = \mathcal{R} \times \mathcal{P}$$

. on prend $\vec{n}$ comme axe de quantification.

. Soit un état propre du moment cinétique total $\vec{j}$ (résultat du couplage de $\vec{\ell}$ et $\vec{S}$), et de la parité totale du système initial $[N_1-N_2]$. Cet état se transforme par $\mathcal{S}$ suivant l'expression :

$$\mathcal{S}\,|\Pi(\ell S)JM> = \mathcal{R}\mathcal{P}|\Pi(\ell S)JM> = \mathcal{R}\left[\Pi_1\Pi_2\ (-)^{\ell}\ |\Pi(\ell S)JM>\right]$$

$$= \Pi_1\Pi_2\ (-)^{\ell}\ e^{i\pi M}|\Pi(\ell S)JM>$$

$$= \Pi_1\Pi_2\ (-)^{\ell}\ e^{i\pi(m_\ell+m_S)}|\Pi(\ell S)JM>$$

$$= \Pi_1\Pi_2\ (-)^{\ell+m_\ell}\ e^{i\pi m_S}|\Pi(\ell S)JM> \qquad (A\text{-}1)$$

L'état asymptotique initial peut être décrit par une onde plane $<\vec{r}|\vec{p}_i>$, et on peut développer cette onde plane sur les harmoniques sphériques (Réf. 4) :

$$\langle \vec{r} | \vec{p}_i \rangle = e^{i\vec{r}.\vec{p}_i} = 4\pi \sum_{\ell, m_\ell} i^\ell \mathbb{J}_\ell(p_i r) \quad Y^*_{\ell m_\ell}(\theta_{\vec{p}_i}, \phi_{\vec{p}_i}) \, Y_{\ell m_\ell}(\theta_r, \phi_r) \qquad \text{(A-2)}$$

Or, ici on a : $\theta_{\vec{p}_i} = \frac{\pi}{2}$, $\phi_{\vec{p}_i}$ quelconque, (Fig. A-2)
de plus, on a les relations (Réf. 11) :

$$\begin{cases} Y_{\ell m_\ell}(\theta,\phi) = (-)^{m_\ell} \left[\frac{(2\ell+1)\ (\ell-m_\ell)\ !}{4\pi\ (\ell+m_\ell)\ !}\right]^{\frac{1}{2}} P_\ell^{m_\ell}(\cos\theta) e^{i m_\ell \phi} \\ P_\ell^{m_\ell}(0) = 0 \quad \text{si } \ell+m_\ell \text{ impair} \end{cases}$$

On en déduit que parmi les termes du développement de $\langle \vec{r} | \vec{p}_i \rangle$ donné par(A-2), tous ceux pour lesquels $(\ell+m_\ell)$ est impair sont nuls. Autrement dit, le système $[N_1-N_2]$ est tel que : $(\ell+m_\ell)$ pair; l'expression A-1 s'écrit donc :

$$\mathcal{S} \, |\Pi(\ell S) JM > \Pi_1\Pi_2 \, e^{i\pi m_S} \, |\Pi(\ell S)\ JM > \qquad \text{(A-3)}$$

De même pour l'état final (N_3-N_4), on développe l'onde plane $\langle \vec{r} | \vec{p}_f \rangle$, et on remarque que $\theta_{\vec{p}_f} = \frac{\pi}{2}$ (Fig. B-2), d'où par le même raisonnement que précédemment :

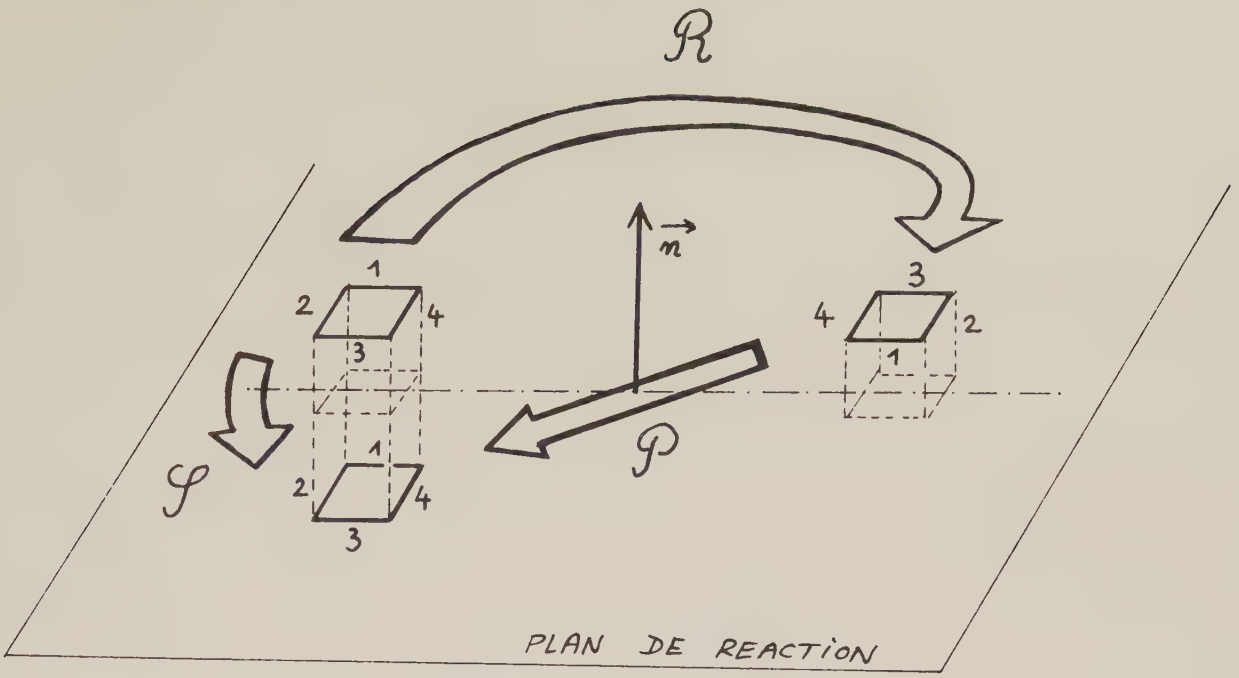
$$\mathcal{S} \, |\Pi(\ell' S') JM > \Pi_3\Pi_4 \, e^{i\Pi m_{S'}} \, |\Pi(\ell' S') JM > \qquad \text{(A-4)}$$

On voit que l'état propre $|\Pi JM >$ de la parité totale et du moment cinétique total est aussi un état propre de $\mathcal{S}$ (Cf. (A-1), (A-3), (A-4)).

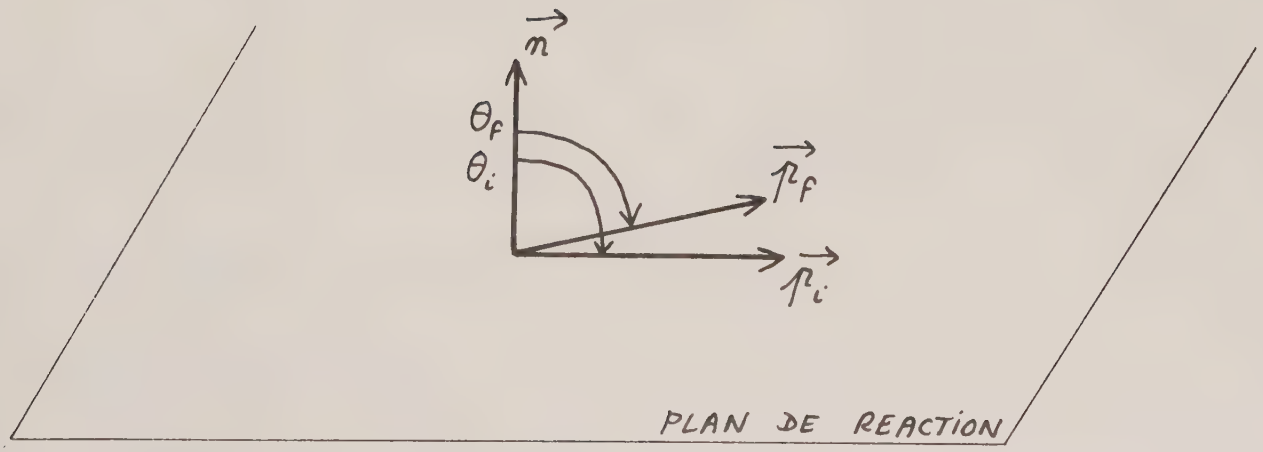
La symétrie $\mathcal{S}$ est conservée au cours de la réaction. Par conséquent, une mesure de $\mathcal{S}$ dans l'état initial, suivie d'une mesure de $\mathcal{S}$ dans l'état final doivent donner le même résultat. On a donc :

$$\boxed{\Pi_1\Pi_2 \ e^{i\pi m_S} = \Pi_3\Pi_4 \ e^{i\pi m_{S'}}}$$

Cette règle de sélection est connue sous le nom de "Théorème de Bohr" (Réf. 14).


$\mathcal{R}$
$\vec{n}$
1
2
3
4
$\mathcal{S}$
$\mathcal{P}$
PLAN DE REACTION

— Fig (A - 1) —


$\vec{n}$
θ_f
θ_i
$\vec{r}_f$
$\vec{r}_i$
PLAN DE REACTION

— Fig (A - 2) —

APPENDICE B

-La cage de Faraday et le moniteur-

. La cage de Faraday.

On a vu que la mesure de la section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est nécessaire pour connaître les amplitudes de réaction (voir 1ère partie).

Cette mesure nécessite la connaissance de l'intensité du faisceau donnée par une cage de Faraday placée derrière la cible dans l'axe du faisceau (Fig. II-7). Les ^{16}O incidents sur la cible ont tous le même état de charge (6^+), la séparation des différents états de charge ayant été faite au préalable par un aimant placé à la sortie du Tandem.

Après passage dans la cible, ces ions ^{16}O subissent un épluchage de telle sorte qu'après la cible, le faisceau est caractérisé par un état de charge moyen ($\simeq 7,5^+$). La cage de Faraday collecte les charge de ces ^{16}O épluchés et fournit le courant Fd dont la mesure nous donne donc le nombre N_{Fd} de noyaux ^{16}O incidents qui ont traversés la cible sans être déviés.

La section efficace différentielle de la réaction $^{16}O(^{16}O,^{12}C)^{20}Ne^*$ (pour 1 niveau $^{20}Ne^*$ fixée) est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{N_I \; n \; \Delta \; x} \qquad \text{(B-1)}$$

$\frac{dN}{d\Omega}$: ions ^{12}C émis par cette réaction, dans l'angle solide $d\Omega$, à un angle θ par rapport à la direction incidente.

N_I : nb de noyaux ^{16}O incidents .

Δx : épaisseur de la cible.

n : nb de noyaux par unité de volume dans la cible.

on a : $N_I = N_{Fd} + N$ (N:Nombre total des noyaux déviés du faisceau par les réactions nucléaires).

Le nombre N est négligeable.

devant N_I, on peut donc écrire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{dN/d\Omega}{N_{Fd}\, n\, \Delta x} \qquad \text{(B-2)}$$

Grâce à la cage de Faraday on a donc mesuré $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de l'énergie des ^{16}O incidents pour un angle d'émission des ^{12}C donné (fonction d'excitation) et en fonction de l'angle de l'émission des ^{12}C pour une énergie des ^{16}O incidents donnée (distribution angulaire).

Au cours de l'expérience sur la corrélation angulaire, la cage de Faraday sert simplement à contrôler le faisceau.

On note en effet que la fonction de corrélation $W(\theta,\phi)$ ne dépend pas de l'intensité du faisceau. $W(\theta,\phi)$ est le rapport entre le nombre des noyaux ^{16}O secondaires (ou des α) émis dans la direction (θ,ϕ) et le nombre N_o de désexcitation $^{20}Ne^* \rightarrow \alpha + {}^{16}O$, (pour un niveau $^{20}Ne^*$ donné). Ces deux nombres nous sont fournis à partir de la détection par la jonction à localisation de la chambre (voir 3e partie) et à partir de la détection des ^{12}C.

. Le Moniteur.

Il sert à contrôler le centrage du faisceau et l'état de la cible au cours de l'expérience. Plusieurs phénomènes peuvent entrainer une modification de la cible :

1 - Faisceau trop intense, d'où fusion de la cible, évaporation, ou rupture brusque.

2 - Présence, dans la chambre, de molécules d'hydrocarbure provenant des graisses servant à lubrifier les joints d'étanchéïté. L'élévation de température de la cible peut briser ces molécules et un dépôt de carbone apparaît sur la cible.

On voit que, d'après (B-2), on peut écrire :

$$\Sigma \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{(dN/d\Omega)_{Mon}}{N_{Fd}\, n\, \Delta x} \qquad \text{(B-3)}$$

$\Sigma \frac{d\sigma}{d\Omega}$: somme des sections efficaces de tous les processus produisant des particules arrivant sur le moniteur.

$(dN/d\Omega)_{Mon}$: nb de particules arrivant sur le moniteur

($d\Omega$: ouverture angulaire du moniteur).

(B-3) montre donc qu'une variation de Δx entraine un changement de $(dN/d\Omega)_{Mon}$ (pour une charge - Faraday donnée) ; de même, le dépôt de carbone fait apparaître des réactions nucléaires nouvelles qui modifient la valeur de $\Sigma \frac{d\sigma}{d\Omega}$ dans (B-3) d'où également un changement de $(dN/d\Omega)_{Mon}$.

L'étude du spectre du moniteur (connaissant la charge Faraday) permet ainsi de suivre, à postériori, l'évolution qualitative et quantitative de la cible. Une échelle de comptage sur une partie du spectre sert au contrôle en ligne de la cible.

APPENDICE C

- Jonctions à localisation -

La jonction est constituée d'un monocristal de Silicium dopé au phosphore (Type N). Sur la face avant du cristal (face par laquelle arrivent les particules) on a implanté du Bore (^{11}B) donnant ainsi au semi-conducteur Si, une conductivité de type P au voisinage de la surface (Fig. 1). Une zone désertée (ou zone de déplétion) existe donc dans la jonction ainsi réalisée.

L'application d'une tension entre les faces avant et arrière a pour effet d'augmenter les dimensions de la zone désertée (polarisation en inverse). Une couche d'Aluminium est déposée sur la face arrière, le contact avec le Silicium de type N étant facilité par un sur-dopage au phosphore (N^+) obtenu par une implantation d'ions ^{31}P au voisinage de la surface de la face arrière (contact ohmique). Quand une particule chargée pénètre dans la jonction, elle perd son énergie en créant des paires électrons trous par passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Le nombre de ces porteurs de charges est proportionnel à l'énergie perdue. Le champ électrique régnant dans la zone de déplétion permet la collection de ces porteurs. Les électrons vont vers l'électrode d'Aluminium qui recueille ainsi une charge Q proportionnelle à l'énergie et on obtient donc à cette électrode un signal (E) donnant l'énergie de la particule incidente. Les trous vont vers la zone P où il font apparaître la charge Q qui se partage en deux charges Q_A et Q_B se propageant vers les électrodes A et B dans la couche résistive constituée par la région P. Suivant l'endroit de l'impact de la particule incidente, les charges parcourent des longueurs différentes. Si x désigne la distance entre l'électrode A et l'endroit de l'impact, et L la longueur de la zone P, on a :

$$Q_A = \frac{x}{L} \; Q \qquad (1)$$

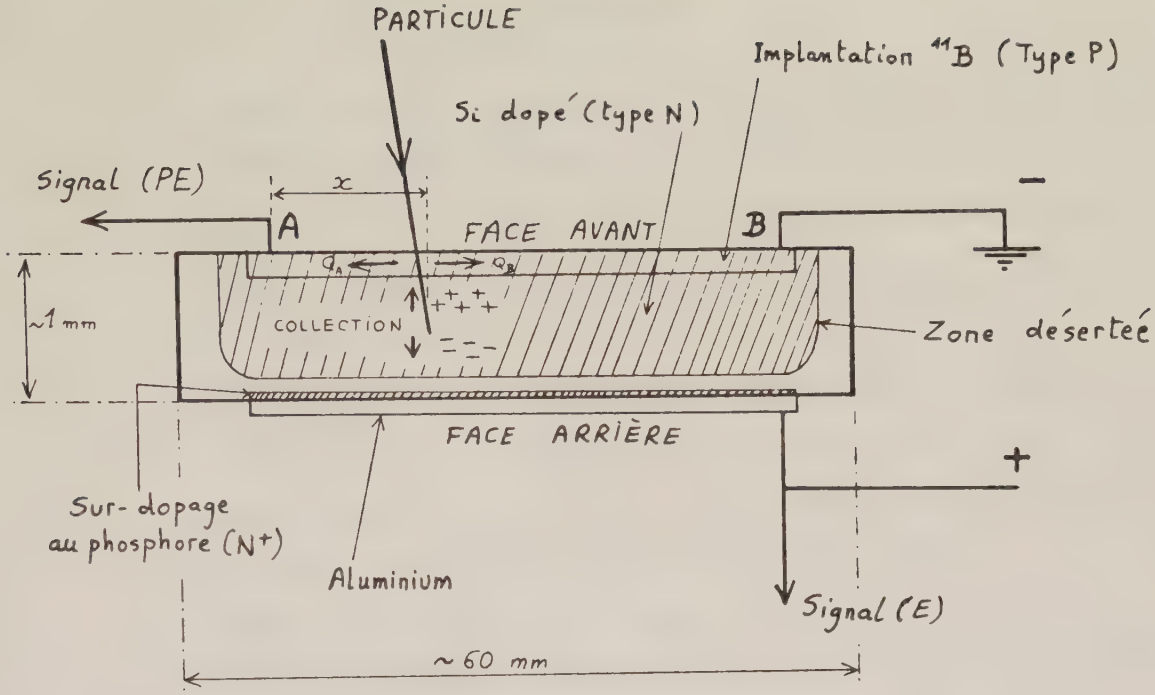
Le signal recueilli en A nous donne donc une information sur la position de l'impact et on voit d'après (1) que si P désigne la position, PE le signal arrivant sur l'électrode A, on a alors :

$$P = \frac{PE}{E} \qquad (2)$$

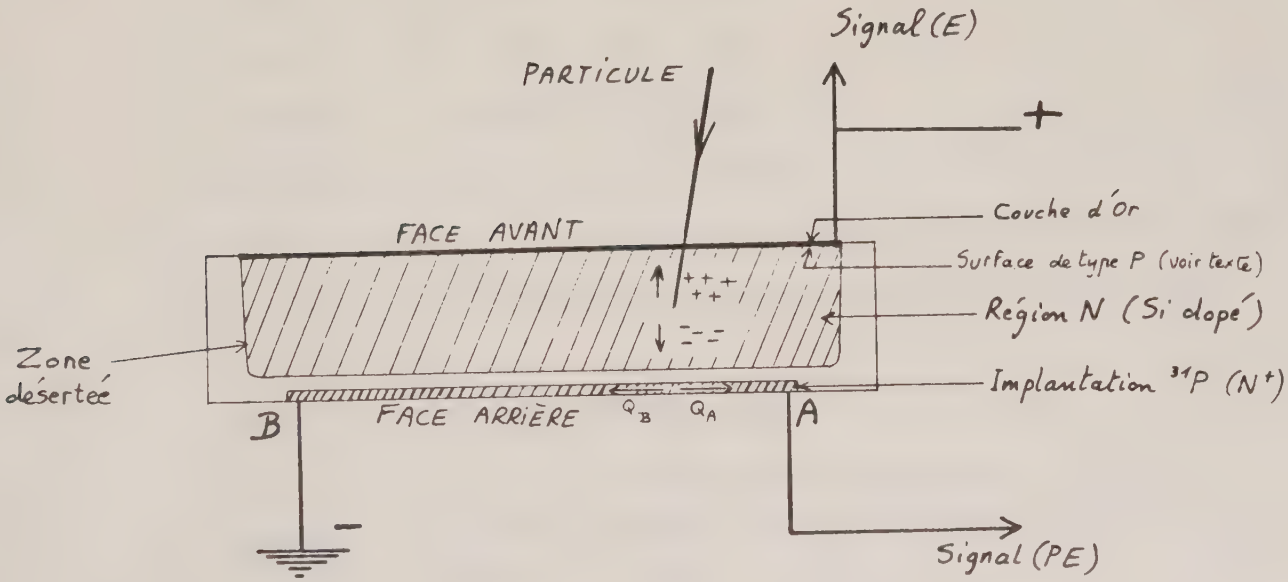
On a utilisé de telles jonctions fabriquées à l'IPN. On s'est également servi de jonctions SEAVOM (polarisée également en inverse), dont la structure est différente : cette fois-ci c'est la face avant qui recueille le signal énergie, et la face arrière le signal position.

La jonction SEAVOM (Fig. 2) est un monocristal de Silicium (de type N). On a réalisé un dépôt d'Or sur la face avant. Au contact de l'air ambiant, certaines molécules (O_2, H_2 O) diffusent à travers la couche d'or et confèrent à la surface du semi-conducteur un caractère de type P (barrière de surface). La jonction est donc réalisée, l'Or servant également d'électrode pour recueillir le signal (E). Sur la face arrière, un sur-dopage au phosphore assure un contact résistif uniforme permettant ainsi une bonne information en position.

N.B. Pour une étude plus approfondie voir (Réf. 15).



— Fig 1 — Jonction iPN —



— Fig 2 — Jonction SEAVOM —

REFERENCES

1 -J.J. BLATT and L.C. BIEDENHARN, Revs. Mod. Phys. 24 (1952) 258
-N.V. GIAI, H. DOUBRE, Réactions nucléaires (Cours DEA Orsay 1975).

2 -J.G. CRAMER and W.W. EIDSON, Nuclear Physics, 55 (1964) 593 - 612.

3 -W.E. FRAHN, Heavy ion, High Spin States and Nuclear structure (IAEA - Vienne 1975).

4 -C.COHEN-TANNOUDJI ,B.DIU,F.LALOE, Mécanique quantique - HERMANN
-P. BENOIST-GUEUTAL, Mécanique quantique (Cours DEA - Orsay 1975).

5 -H. FRAUEN FELDER et al., Angular correlations - α-β and γ ray spectroscopy - K SIEGBAHN - Vol 2 (XIX) 1009 - 1051.

6 -B. SAGHAI, Thèse 3ème cycle - Orsay - 1973
-P. ROUSSEL, B. SAGHAI, Compteur proportionnel à gaz, IPNO, PhN 76-18.

7 -E. PLAGNOL, Thèse 3è cycle, Orsay 1975,

8 -F. NAULIN, Thèse 3è cycle, Orsay 1976,

9 -F. POUGHEON, Thèse d'Etat, Orsay 1972,

10 -G. MOLIERE, Z. Naturforsch, 3a (1948), 78.

11 -A. MESSIAH, Mécanique quantique, DUNOD.

12 -M.E. ROSE, Elementary theory of angular momentum, J. WILEY, New York.

13 -D.M. BRINK and G.R. SATCHLER, Angular momentum (Oxford University Press - 1962 -).

14 -A. BOHR, Nuclear Physics 10(1959) 486.

15 -L. STAB, La physique et la technique des détecteurs au silicium et au germanium. (Méthodes expérimentales en physique nucléaire, école d'été des Houches, 2-14 sept. 1974).

16 -E.F. Da SILVEIRA - Contribution to the XIVth Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio, January 18-24, 1976; Proc. p. 293.

17 -A.D. PANAGIOTOU et al., J. Phys. A7 (1974) 1748.

18 -M.CONJEAU et al.,CEN Saclay - Compte rendu d'activité du DPh-N (1972-73). Note CEA N1700 p. 22.

19 -K.P. ARTEMOV et al., Phys. Letters, 37B (1971) 61
-K.P. ARTEMOV et al., Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975) 368
-M. AVRIL et al., le Journal de Physique 36 (1975) L -229.

20 -A.E. LITHERLAND and A.J. FERGUSSON, Can. J. Phys. 39(1961) 788

21 -P. ROUSSEL et al., Communication à la conférence européenne de physique nucléaire avec des ions lourds - (CAEN, 6 - 10 sept. 76).

22 -D.M.BRINK, Heavy ions reactions - (cours donné à Orsay, mars 1972).